

Der optimierte Einsatz des elektromagnetischen Induktionsverfahrens unter Tage

vorgelegt von
Diplom Geophysiker
Gerhard Kurz
aus Ludwigshafen/Pfalz

Von der Fakultät VI
Bauingenieurwesen und Angewandte Geowissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -
genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. J. Tiedemann
Berichter: Prof. Dr. U. Yaramanci
Berichter: Prof. Dr. R. Schulz

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 15.04.2005

Berlin 2005
D 83

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Das Messprinzip des Induktionsverfahrens	8
3	Die vektorielle Helmholtzgleichung	14
3.1	Maxwell-Gleichungen	14
3.2	Lösung der Helmholtzgleichung	16
3.2.1	Lösungsansätze	16
3.2.2	Stetigkeitsbedingungen	16
3.2.3	Randbedingung	18
4	Analytische Modelle	19
4.1	Vollraummodell	19
4.2	Sandwichmodell	21
4.2.1	Ableitung der h_{zz} -Komponente	21
4.2.2	Möglichkeiten der Halbrauminterpretation	25
4.2.3	Variation des Messniveaus in der Strecke	29
4.3	Torusmodell	31
4.4	Kugelmodell	35
4.5	Zusammenfassung analytische Modelle	38
5	Numerische Modelle	39
5.1	Numerische Lösungsansätze	39
5.2	Differenzenverfahren	40
5.3	Vergleich mit analytischen Lösungen	42
5.3.1	Rechengenauigkeit und -geschwindigkeit	42
5.3.2	Vollraum	43
5.3.3	Sandwichmodell	46
5.3.4	Torusmodell	47
5.3.5	Kugelmodell	47
5.4	Zusammenfassung numerische Modelle	48

6	Modellszenarien	49
6.1	Strecken	50
6.1.1	Einfluss des seitlichen Stoßes	50
6.1.2	Einfluss von Querstrecken	53
6.2	Störkörper	57
6.2.1	Würfel als Basismodell	58
6.2.2	Variation der Breite des Störkörpers	64
6.2.3	Vergleich mit einem Dreischichtfall	68
6.2.4	Vergleich mit dem analogen Modell einer dünnen Platte	69
6.2.5	Variation der Tiefenerstreckung des Störkörpers	71
6.2.6	Veränderung des Messabstandes	73
6.3	Einfluss einer leitfähigen Sohle	77
6.3.1	Modellkörper neben einer leitfähigen Strecke	77
6.3.2	Modellkörper über einer Sohle	82
6.4	Zuordnung der räumlichen Richtung	87
7	Untertägige Messungen	92
7.1	Nordfeld der Grube Bischofferode	92
7.1.1	Homogener Bereich	95
7.1.2	Anomaler Bereich	98
7.2	Westfeld der Grube Bischofferode	102
7.3	Empfehlungen für Messeinsatz	107
7.4	Zusammenfassung in situ Messungen	108
8	Zusammenfassung & Ausblick	110
A	Integrale & Näherungen	120
A.1	Besselfunktionen	120
A.2	Näherungen	121
B	Analytische Modelle	122
B.1	Doppelter Einschichtfall	122
B.2	N-Schichtmodell	125
B.3	Ableitung des spez. Widerstandes	128
B.3.1	Homogener Halbraum	128
B.3.2	Homogener Vollraum	128
B.4	Kugelmodell	129
C	Differenzengleichungen im Programm em2d3d	130
D	Geologie im Messgebiet	132

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das Messprinzip des Induktionsverfahrens	9
2.2	Die komplexe Responsefunktion des Leiterkreismodells	11
2.3	Die Konfigurationen beim MaxMin-System und ihre unterschiedlichen Bezeichnungen	12
4.1	Skizze des Sandwichmodells	21
4.2	Argand-Diagramm: h_{zz} -Komponente für das Vollraum-, Halbraum-, Sandwich- und Streckenmodell	24
4.3	Sandwichmodell: Veränderung des spez. Widerstandes des Hangenden (ρ : 10 Ω m bis 10 ⁴ Ω m)	27
4.4	Sandwichmodell: Veränderung des Abstandes zwischen Hangendem und Messniveau 2,5 m bis 20 m	28
4.5	Sandwichmodell: Änderung des Messniveaus (0 m bis 5 m)	30
4.6	Skizze des Torusmodells	31
4.7	Skizze des Kugelmodells	35
4.8	Kugelmodell: h_{xx} -Komponente	37
5.1	Schematischer Aufbau des staggered Grid (Yee-Zelle)	40
5.2	Vollraum: Vergleich zwischen analytischer und numerischer Lösung ($\rho=50$ Ω m, \overline{SE} -Abstand=20 m)	45
5.3	Sandwichmodell: Vergleich zwischen analytischer und numerischer Lösung ($\rho=50$ Ω m, \overline{SE} -Abstand=20 m)	47
6.1	Skizze des Streckenmodells	51
6.2	Argand-Diagramm: h_{xx} -, h_{yy} -, h_{zz} -Komponente für das Streckenmodell	52
6.3	Skizze des Querstreckenmodells	53
6.4	Skizze des Streckenkreuzmodells	54
6.5	Streckenkreuzmodell: h_{xx} -Komponente; $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz, 50 kHz; \overline{SE} -Abstand=20 m, $\rho=50$ Ω m.	55

6.6	Streckenkreuzmodell: h_{yy} -Komponente; $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz, 50 kHz; \overline{SE} -Abstand=20 m, $\rho=50$ Ω m.	56
6.7	Streckenkreuzmodell: h_{zz} -Komponente; $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz, 50 kHz; \overline{SE} -Abstand=20 m, $\rho=50$ Ω m.	56
6.8	Skizze des Basismodells mit Würfel als Störkörper (50 m Kantenlänge)	58
6.9	Basismodell (Breite=50 m, $\rho=1$ Ω m); h_{xx} -Komponente: $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz, \overline{SE} -Abstand=20 m . .	61
6.10	Basismodell (Breite=50 m, $\rho=1$ Ω m); h_{yy} -Komponente: $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz, \overline{SE} -Abstand=20 m . .	62
6.11	Basismodell (Breite=50 m, $\rho=1$ Ω m); h_{zz} -Komponente: $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz, \overline{SE} -Abstand=20 m . .	63
6.12	Basismodell; h_{zz} -Komponente (Breite=50 m, $\rho=0,1$ Ω m bis 50 Ω m)	65
6.13	Basismodell; h_{zz} -Komponente (Breite=25 m, $\rho=0,1$ Ω m bis 50 Ω m)	65
6.14	Basismodell; h_{zz} -Komponente (Breite=10 m, $\rho=0,1$ Ω m bis 50 Ω m)	66
6.15	Basismodell; h_{zz} -Komponente (Breite=5 m, $\rho=0,1$ Ω m bis 50 Ω m)	66
6.16	Vergleich zwischen analogen Modell der dünnen leitfähigen Platte und numerischen Berechnungen	70
6.17	Basismodell (1 Ω m); h_{zz} -Komponente: Variation der Störkörperlänge (5 m bis ∞); $f=10$ kHz	72
6.18	Basismodell (1 Ω m); h_{zz} -Komponente: Variation des Abstandes des Störkörpers zum Messniveau (2,5 m bis 20 m).	74
6.19	Basismodell (1 Ω m); h_{xx} -, h_{yy} - und h_{zz} -Komponente: Variation des Abstandes des Störkörpers zum Messniveau (2,5 m bis 20 m) für einen \overline{SE} -Abstand von 20 m, Profilposition 20 m. . .	75
6.20	Basismodell (1 Ω m); h_{xx} -, h_{yy} - und h_{zz} -Komponente: Variation des Abstandes des Störkörpers zum Messniveau (2,5 m bis 20 m) für einen \overline{SE} -Abstand von 40 m, Profilposition 20 m. . .	76
6.21	Skizze des Sohlenmodells I: 90° gedrehtes Basismodell mit Störkörper der Sohle simuliert	78
6.22	Sohlenmodell I; h_{xx} -Komponente: $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz, 50 kHz; \overline{SE} -Abstand=20 m.	79
6.23	Sohlenmodell I; h_{yy} -Komponente: $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz, 50 kHz; \overline{SE} -Abstand=20 m.	80
6.24	Sohlenmodell I; h_{zz} -Komponente: $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz, 50 kHz; \overline{SE} -Abstand=20 m.	81

6.25	Skizze des Sohlenmodells II: Basismodell mit Störkörper der Sohle simuliert	82
6.26	Sohlenmodell II; h_{xx} -Komponente: $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz, 50 kHz; \overline{SE} -Abstand=20 m.	84
6.27	Sohlenmodell II; h_{yy} -Komponente: $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz, 50 kHz; \overline{SE} -Abstand=20 m.	85
6.28	Sohlenmodell II; h_{zz} -Komponente: $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz, 50 kHz; \overline{SE} -Abstand=20 m.	86
6.29	Basismodell: h_{xx} -, h_{yy} - sowie die h_{zz} -Komponente für 10 kHz .	88
6.30	Basismodell; h_{xz} -, h_{z-x} -Komponente (minimale Kopplung): Störkörper (1 Ω m) unter dem Spulensystem	90
6.31	Basismodell; h_{xz} -, h_{z-x} -Komponente (minimale Kopplung): Störkörper (1 Ω m) über dem Spulensystem	90
6.32	Basismodell (1 Ω m): h_{xz} -, h_{z-x} -Komponente: Störkörper (0,5 Ω m bis 50 Ω m) über dem Spulensystem	91
7.1	Messprofil im Nordfeld der Grube Bischofferode	93
7.2	h_{zz} -Komponente in Bischofferode; anomaler und homogener Bereich; \overline{SE} -Abstand=20 m	94
7.3	Ableitung des spez. Widerstandes für den homogenen Bereich mit Hilfe eines Argand-Diagramms	97
7.4	Spezifischer Widerstand im homogenen Bereich im Nordfeld der Grube Bischofferode	98
7.5	Basismodell; h_{zz} -Komponente: $f=10$ kHz, $\rho=0,1$ Ω m bis 50 Ω m	101
7.6	Messprofile im Westfeld der Grube Bischofferode	102
7.7	Messungen im Westfeld in Bischofferode: IP- und OP-Komponente	104
7.8	Der scheinbare spez. Widerstand entlang vom Profil 1 (West-Ost-Profil) im Westfeld der Grube Bischofferode	106
7.9	Der scheinbare spez. Widerstand entlang vom Profil 2 (Nord-Süd-Profil) im Westfeld der Grube Bischofferode	106

Tabellenverzeichnis

1	Die am häufigsten verwendeten Symbole	1
2	Die Bedeutung der verschiedenen Indexe, wenn nicht anders angegeben.	3
3	verwendete Begriffe und Abkürzungen	4
2.1	Die Definition des Responseparameters (p) für verschiedene Modelle; ω : Kreisfrequenz, L : Induktivität, R : Ohmscher Widerstand, $\sigma = \rho^{-1}$: elektrische Leitfähigkeit (Kehrwert des spez. Widerstandes), r : Sender-Empfänger-Abstand, a : Kugelradius, μ_0 : Permeabilitätszahl des Vakuums	10
5.1	Die Diskretisierung des Gitters am Beispiel des Vollraummodells. Das Gitter ist in allen drei Raumrichtungen (x, y, z) gleich diskretisiert, die Gittergröße beträgt: 69x69x69.	43
5.2	Vergleich zwischen analytischem (ana) und numerischen (num) Vollraummodell (spez. Widerstand: 50 Ω m, Spulenabstand: 20 m): eingetragen für die Frequenz bzw. für den Responseparameter (p_v) die jeweilige IP-Komponente (IP) und OP-Komponente (OP). Für die numerischen Berechnungen ist ein homogenes Hintergrundfeld (mittlere Spalte) und ein geschichtetes Hintergrundfeld (1D) (rechte Spalte) angesetzt . . .	44
5.3	Vergleich zwischen analytischem (ana) und numerischen (num) doppeltem Schichtmodell, eingetragen ist die Frequenz bzw. der Responseparameter (p_v) gegen die jeweiligen IP-Komponente sowie die OP-Komponente. Für die numerischen Berechnungen ist ein homogenes Hintergrundfeld angesetzt (spez. Widerstand: 50 Ω m, Spulenabstand: 20 m, Schichthöhe: 5 m).	46
6.1	Differenz zwischen Querstrecken- und Streckenkreuzmodell. Es ist die Differenz zwischen -40 m (kein Einfluss der Querstrecke) und 0 m (zentraler Bereich) angegeben (Werte in %).	55

6.2	Beschreibung des qualitativen Kurvenverlaufes beim Basismodell.	60
6.3	Nachweisbarkeit von Körpern in Abhängigkeit von ihrer Breite (50 m, 25 m, 10 m und 5 m), \overline{SE} -Abstand = 20 m, Frequenz = 10 kHz. + gut ($> 5\%$), o gerade ($>3\% < 5\%$) und nicht ($< 3\%$) detektierbar; links (IP-Komponente), rechts (OP-Komponente)	67
6.4	Vergleich zwischen einem analytischen 3-Schichtmodell (ana) und numerischer Modellierung (num). Es wird der Messpunkt bei 0 m für den Vergleich herangezogen (Sender bei -10 m, Empfänger bei +10 m), Frequenz: 10 kHz, \overline{SE} -Abstand: 20 m.	68
7.1	Mittelwerte der Streuung von Wiederholungsmessungen zwischen -50 m und +85 m.	95
7.2	1D-Inversion der Messdaten aus dem homogenen Bereich für ein 1-, 2- und 3-Schichtfall.	96
7.3	Maximale Amplituden im anomalen Bereich abzüglich einem Hintergrundfeld und analytisch modellierte Werte des Kugelmodells.	99

Tabelle 1: Die am häufigsten verwendeten Symbole

Formelzeichen	Bezeichnung	Einheit
\vec{E}	elektrische Feldstärke	$\frac{\text{V}}{\text{m}}$
\vec{H}	magnetische Feldstärke	$\frac{\text{A}}{\text{m}}$
\vec{B}	magnetische Induktion	$\frac{\text{Vs}}{\text{m}^2}$
\vec{D}	dielektrische Verschiebung	$\frac{\text{As}}{\text{m}^2}$
\vec{j}	Stromdichte	$\frac{\text{A}}{\text{m}^2}$
J	elektrischer Quellterm	$\frac{\text{A}}{\text{m}^2}$
σ	elektrische Leitfähigkeit	$\frac{\text{S}}{\text{m}}$
ω	Kreisfrequenz	$\frac{1}{\text{s}} = \text{Hz}$
μ_0	magnetische Permeabilität im Vakuum	$\frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$
μ_r	relative magnetische Permeabilität	—
μ	absolute magnetische Permeabilität	$\frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$
ϵ_0	Dielektrizitätszahl im Vakuum	$\frac{\text{As}}{\text{Vm}}$
ϵ_r	relative Dielektrizitätszahl	—
ϵ	absolute Dielektrizitätszahl	$\frac{\text{As}}{\text{Vm}}$
\vec{r}	Ortsvektor	m
L	Induktivität	$\text{H} = \frac{\text{Wb}}{\text{A}}$
R_Ω	Ohmscher Widerstand	$\Omega = \frac{\text{V}}{\text{A}}$
δ	Skintiefe	m
m	magnetisches Dipolmoment	Am^2
ρ	spezifischer Widerstand	Ωm
f	Frequenz	$\text{s}^{-1} = \text{Hz}$
λ	Wellenlänge	m
r	Spulenabstand	m
a	Kugelradius	m

H, h	Höhe	m
t	Zeit	s
I	Strom	A
U	Spannung	V
M_{ij}	Gegeninduktion	$H = \frac{Wb}{A}$
η_s	Oberflächenladungsdichte	$\frac{C}{m^2}$
Ψ	Flächenstromdichte	$\frac{A}{m}$
τ	Leitwert $\tau = \sigma \cdot d$	S
d	Plattendicke	m
W	Induktionszahl	—
∇	Nabla-Operator	—
$\frac{\partial}{\partial t}$	partielle Ableitung nach der Zeit	—
i	imaginäre Einheit	—
p	Responseparameter	—
k	Wellenzahl	—
\vec{A}	Vektorpotential	—
P_n	Legendre Polynome	—
P_n^1	assoziierte Legendre Polynome	—
$I_{n+\frac{1}{2}}$	modifizierte Besselfunktion	—
k_{ij}	Kopplungskoeffizient	—

Tabelle 2: Die Bedeutung der verschiedenen Indexe, wenn nicht anders angegeben.

Abkürzung	Bedeutung
s	scattered Feld
p	primäres Feld
x, y, z	kartesische Koordinaten
r, φ, z	Zylinderkoordinaten
a	scheinbar (apparent)
r, ϑ, φ	Kugelkoordinaten
L	Leiterkreismodell
V	Vollraummodell
H	Halbraummodell
S	Schichtmodell
K	Kugelmodell

Tabelle 3: verwendete Begriffe und Abkürzungen

Abkürzung	Bezeichnung
\overline{SE} -Abstand	Sender-Empfänger-Abstand
IP-Komponente	In-Phase-Komponente
OP-Komponente	Out-of-Phase-Komponente
spez.	spezifisch
Max I	horizontal koplanar
Max II	vertikal koplanar
Max III	vertikal coaxial
Min I, Min II	minimal gekoppelt
FE	Finite-Elemente
MT	Magnetotellurik
VMD	Vertikaler Magnetischer Dipol
QMR	Quasi-Minimum-Residual
HMD	Horizontaler Magnetischer Dipol
AEM	Aeroelektromagnetik
FD	Finite-Differenzen

Kapitel 1

Einleitung

Das klassische Anwendungsgebiet des elektromagnetischen Induktionsverfahrens liegt in der Erzprospektion. Dort wird die Methode aus der Luft oder direkt von der Erdoberfläche aus eingesetzt. Einen guten Überblick über die historische Entwicklung des Verfahrens ist in SPIES & FRISCHKNECHT (1991) gegeben. Weitere spezielle Einsatzgebiete sind archäologische Fragestellungen (TABBAGH 1986), oder der Einsatz des Verfahrens zur Erkundung von Eisdickenmessungen SOININEN et al. (1998). Neueste Forschungen beschäftigen sich mit der Verbesserung des Verfahrens zur Detektion von Antipersonenminen (BRUSCHINI 2002).

Im untertägigen salinaren Umfeld hat sich die Methode bislang nicht etablieren können, obwohl die dort vorkommenden Widerstandsverhältnisse günstig sind. Gerade für sicherheitsrelevante Fragestellungen scheint das Verfahren einsetzbar zu sein, denn es arbeitet absolut zerstörungsfrei; es koppelt induktiv an und aufwendige Installationen im stoßnahen Bereich (Auflockerungszone) sind nicht notwendig. Die Sicherheit einer Grube wird u.a. durch auftretende Wässer, sei es fossile oder meteore, stark gefährdet. Durch Lösungserscheinungen entstehen Schwächezonen, die sich weiter ausbreiten können. Für eine Sicherung des Grubengebäudes ist es wichtig, solche feuchte Bereiche (Laugennester) zu lokalisieren. Wegen dem hohen Widerstands-kontrast zwischen trockenem Steinsalz ($> 10^5 \Omega\text{m}$) und Lauge ($0,035 \Omega\text{m}$) bieten sich hierfür die elektromagnetischen Verfahren im weitesten Sinne an. Dazu zählen: Gleichstromgeoelektrik (DC), Elektromagnetische Induktionsverfahren (EM) sowie das Elektromagnetische Reflexionsverfahren (EMR, Georadar).

Neben dem EMR (THIERBACH 1974, THIERBACH & MAYRHOFFER 1978, MUNDRY et al. 1983) und der Gleichstromgeoelektrik (KESSELS et al. 1985, YARAMANCI 1994, KURZ & YARAMANCI 1999), die bereits zu den Standardmethoden in der geophysikalischen Erkundung im Salinar

gehören, werden in der vorliegenden Arbeit die Möglichkeiten und Grenzen des elektromagnetischen Induktionsverfahrens diskutiert.

Vereinzelt wurden Ende der 60er Jahre Messungen im Werra-Kalirevier durchgeführt. BRIEDEN (1967) setzte es zum Nachweis des Salzhanges, von lokalen Laugeneinschlüssen sowie von tektonischen Störungen ein. MEHLHORN (1967) betrachtete den Einfluss von verschiedenen Messparametern, wie z.B. unterschiedliche Spulenabstände. Allerdings führten beide ihre Untersuchungen nur mit relativ niedrigen Frequenzen (< 3520 Hz) durch. GRISSEMANN et al. (1988) verglich drei EM-Apparaturen (Apex MaxMin, Genie, EM31) miteinander. Er führte eine einfache analytische Abschätzung für ein Kugelmodell, aufbauend auf den theoretischen Grundlagen von GRANT & WEST (1965), durch. SKOKAN et al. (1989) setzte zwei EM-Apparaturen (EM 31, EM 34-3) zur Detektion der Feuchtigkeitsverteilung entlang der Auflockerungszone ein.

Eine erschöpfende systematische Untersuchung, die die grundlegenden Effekte, hervorgerufen von Stoß bzw. Störkörper (z.B. Laugennest, feuchte Sohle) in Abhängigkeit von den Messparametern (Frequenz, spez. Widerstand, \overline{SE} -Abstand) berücksichtigt, fand bislang nicht statt. Auch die Frage, aus dem Mess-Signal die räumliche Lage eines Störkörpers anzugeben, wurde in der Literatur noch nicht behandelt.

Zwischenzeitlich haben sich deutliche Verbesserungen der Gerätetechnik ergeben, es wird eine höhere Messgenauigkeit (bessere Noise-Unterdrückung) erreicht, und kommerzielle Geräte werden mittlerweile bis in den Bereich von 100 kHz angeboten. Im Zuge der Entwicklung immer leistungsfähigerer Rechner, können numerische Programme verstärkt zur Auswertung genutzt werden. Eine Beschränkung auf einfache Modelle, die bei analytischen bzw. quasi-analytischen Lösungen erforderlich sind, ist nicht mehr nötig.

In dieser Arbeit werden die Grenzen und Möglichkeiten aufgezeigt, das elektromagnetische Induktionsverfahren unter Tage im Salinar einzusetzen.

Nach einer Beschreibung des Messprinzips (Kap. 2) und der Darstellung der Helmholtz-Gleichungen (Kap. 3) werden in Kapitel 4 analytische Modelle behandelt. Es werden die Lösungen für ein Vollraum-, Schicht-, Torus- und ein Kugelmodell vorgestellt. Anhand des Schichtmodells wird der Effekt des Vollraumes abgeschätzt. Es wird untersucht, inwieweit vorhandene Auswert- und Interpretationsprogramme (EMIXMM PLUS 1994, BAZINET 1997), die für Übertage-Messungen zur Verfügung stehen, unter speziellen Annahmen, z.B. sehr resistives Salzgebirge im Hangenden und somit für die EM nicht detektierbar (quasi Halbraumbedingungen), verwendet werden können.

Kompliziertere Modelle können nicht mehr analytisch gelöst werden. Des-

wegen wird in Kapitel 5 ein dreidimensionales Finite-Differenzen Modellierungsprogramm (NEWMAN & ALUMBAUGH 1995) vorgestellt. Durch Vergleich mit analytischen Lösungen (Kap. 4) wird die Genauigkeit des Rechenalgorithmusses überprüft.

Systematische Modellstudien sind der Inhalt von Kapitel 6. Hier werden 3D-Geometrien betrachtet. Neben der Untersuchung des Stoßes und von querenden Strecken, werden eingehend diverse Laugenszenarien modelliert. Ausgehend von einem Basismodell werden Änderungen an der Modellgeometrie als auch an den Parametern wie Spulenabstand, Frequenz und spez. Widerstand des Störkörpers durchgeführt. Die Überprüfung der Modellierungsergebnisse erfolgt dadurch, dass Vergleiche zu speziellen analytischen Lösungen, wie z.B. das Modell der vertikalen dünnen Platte gezogen werden. Ein weiterer Schwerpunkt liegt auf der Berücksichtigung einer zusätzlichen feuchten Sohle. In diesem Kapitel wird auch gezeigt, wie die räumliche Lage eines Störkörpers im Vollraum bestimmt werden kann.

Die Anwendung des elektromagnetischen Induktionsverfahrens wird in Kapitel 7 behandelt. Es werden Messbeispiele aus dem Werk „Thomas Müntzer“ bei Bischofferode des Kali-Südharzreviers gezeigt. Es wird deutlich, dass es sinnvoll ist, Messdaten in anomalen und homogenen Bereichen getrennt zu untersuchen. Entsprechend werden zur Interpretation einfache analytische Lösungen oder numerische Modellierungen verwendet.

In der Zusammenfassung (Kap. 8) schließt sich ein Ausblick an, in dem gezeigt wird, wo sich Verbesserungsmöglichkeiten für das elektromagnetische Verfahren ergeben und wie das Verfahren unter Tage eingesetzt werden sollte.

Kapitel 2

Das Messprinzip des Induktionsverfahrens

Die Grundlage zum Verständnis des elektromagnetischen Induktionsverfahrens erschließt sich über die Leiterkreistheorie (GRANT & WEST 1965, MILTZER & WEBER 1985). Sie beschreibt die Wechselwirkung und damit die gegenseitige induktive Kopplung zwischen dem Sender, dem Empfänger und dem Störkörper, die alle durch Spulen approximiert werden. Somit besteht das System aus drei miteinander gekoppelten Leiterkreisschleifen (Abb. 2.1).

Die Berechnung des Signals am Empfänger erfolgt nach dem Induktionsgesetz von Faraday. Die induzierte Spannung (U) berechnet sich mit:

$$U_j = -M_{ij} \frac{dI_i}{dt} \quad (2.1)$$

$\frac{dI}{dt}$ bezeichnet die zeitliche Ableitung des in die Sendespule eingespeisten Wechselstromes. Der Index i bezieht sich auf Größen am Ort des Senders, j auf den Ort des Empfängers. Das negative Vorzeichen ergibt sich aus der Lenz'schen Regel, nach der der induzierte Strom der Ursache entgegengerichtet ist.

M_{ij} bedeutet die Wechsel- oder Gegeninduktivität zwischen zwei Leiterkreisschleifen, das Produkt aus dem Kopplungskoeffizienten (k_{ij}) und der Selbstinduktion (L) der einzelnen Leiterkreise

$$M_{ij} = k_{ij} \sqrt{L_i L_j}. \quad (2.2)$$

Werden die induktiven Vorgänge für jeden Leiterkreis erfasst, kann das Verhältnis von Sekundär- zu Primärspannung ($\frac{U_s}{U_p}$) angegeben werden (2.3). Dieses erlaubt die Zerlegung des Signals in einen Kopplungsterm (2.4) und

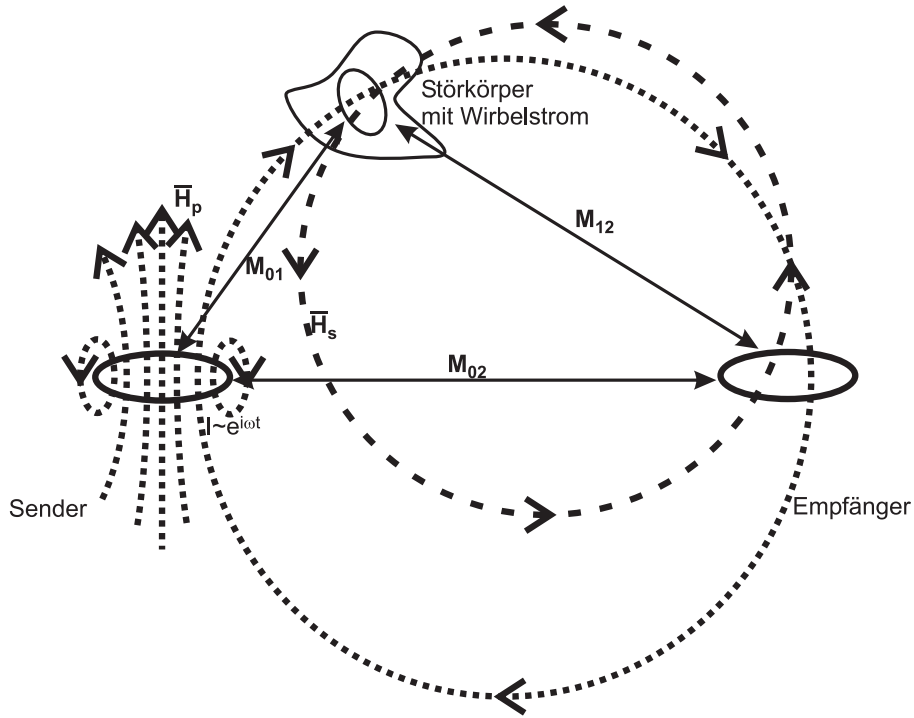


Abbildung 2.1: Sender, Empfänger und Störkörper werden jeweils durch einen Leiterkreis dargestellt und sind induktiv miteinander gekoppelt. M_{ij} : Gegeninduktivität, \vec{H}_p : primäres Magnetfeld (gepunktete Linie), \vec{H}_s : sekundäres Magnetfeld (gestrichelte Linie) (nach GRANT & WEST 1965).

in eine komplexe Responsefunktion (2.5):

$$\frac{U_s}{U_p} = KT \cdot f(p_L) \quad (2.3)$$

mit

$$KT = -\frac{M_{01} M_{12}}{M_{02} L} \quad (2.4)$$

und

$$f(p_L) = \frac{p_L^2 + ip_L}{1 + p_L^2} \quad (2.5)$$

wobei p_L der Responseparameter des Leiterkreismodells ist:

$$p_L := \frac{\omega L}{R} \quad (2.6)$$

Der Kopplungsterm beschreibt die Geometrie des Spulensystems, während die Responsefunktion physikalische Eigenschaften des Störkörpers beinhaltet. In den Responseparameter p_L der Responsefunktion geht die Induktivität (L) und der Ohmsche Widerstand (R) des Störkörpers sowie die Kreisfrequenz (ω) des Primärsignals ein.

Der Responseparameter ist vom betrachteten Modell abhängig. Im Vorgriff auf die Verwendung in dieser Arbeit ist er für verschiedene Modelle in Tab. 2.1 zusammengefasst (vgl. KNÖDEL et al. 1997).

Tabelle 2.1: Die Definition des Responseparameters (p) für verschiedene Modelle; ω : Kreisfrequenz, L : Induktivität, R : Ohmscher Widerstand, $\sigma = \rho^{-1}$: elektrische Leitfähigkeit (Kehrwert des spez. Widerstandes), r : Sender-Empfänger-Abstand, a : Kugelradius, μ_0 : Permeabilitätszahl des Vakuums

Modell	Responseparameter
Leiterkreis	$p_L := \frac{\omega L}{R}$
Halbraum	$p_H := \sqrt{\omega \mu_0 \sigma} \cdot r$
Vollraum	$p_V := \sqrt{\omega \mu_0 \sigma} \cdot r$
Schicht	$p_S := \sqrt{\omega \mu_0 \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \dots + \sigma_n}{n}} \cdot r$
Kugel	$p_K := \sqrt{\omega \mu_0 \sigma} \cdot a$

Die Abhängigkeit des Realteils (In-Phase-Komponente, IP) und des Imaginärteils (Out-of-Phase-Komponente, OP) der Responsefunktion vom Responseparameter ist in Abb. 2.2 dargestellt. Darin kann der Arbeitsbereich von Mess-Apparaturen abgelesen werden, die nur bei kleinen Responseparameter (Low-Induction-Number: LIN-Mode) arbeiten (z.B. EM34-3) (MCNEILL 1980). Bei $p_L \ll 1$ ist die In-Phase-Komponente sehr klein und die Leitfähigkeitsinformation verbirgt sich fast ausschließlich in der Out-of-Phase-Komponente.

Unter dieser Annahme kann aus der OP-Komponente unter Vernachlässigung der IP-Komponente die Leitfähigkeit berechnet werden:

$$\frac{H_s}{H_p} \approx \frac{i\omega\mu_0\sigma r^2}{4} \quad (2.7)$$

$$\sigma_a \approx \frac{4}{\omega\mu_0 r^2} \left| \frac{H_s}{H_p} \right| \quad (2.8)$$

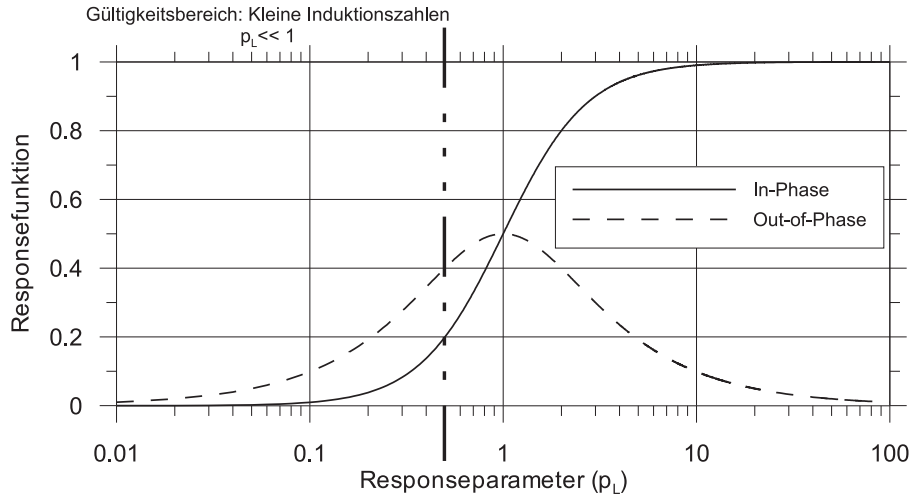


Abbildung 2.2: Komplexe Responsefunktion $f(p_L)$ (2.5) in Abhängigkeit vom Responseparameter nach dem Leiterkreismodell. Für kleine Responseparameter $p_L \ll 1$ gilt der so genannte LIN-Mode (LIN = Low Induction Number, kleine Induktionszahlen).

Die Eindringtiefe der elektromagnetischen Welle wird mit der aus der Magnetotellurik bekannten Skintiefen-Formel (2.9) berechnet.

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}} \quad (2.9)$$

Sie beschreibt den Amplitudenabfall des Signals auf den $\frac{1}{e}$ -ten Teil und gilt streng genommen nur für ebene Wellen. Ihr Ansatz ist auch für Dipolfelder üblich und zeigt die reziproke Abhängigkeit der Skintiefe (δ) von der Frequenz (ω), der Leitfähigkeit (σ) sowie der magnetischen Permeabilitätszahl im Vakuum (μ_0). Je größer die Frequenz (Leitfähigkeit) desto geringer ist die Eindringtiefe.

Die Eindringtiefe darf nicht mit der Erkundungstiefe verwechselt werden. Letztere wird durch den Spulenabstand (Sender-Empfänger-Abstand: \overline{SE} -Abstand, r), der Frequenz (f) sowie der Konfiguration beeinflusst und ist bedeutend geringer als die Skintiefe (δ). GREINWALD (1985) beschreibt die Erkundungstiefe als eine Tiefe, aus der ein gut leitender Körper gerade noch erkannt werden kann. Liegt der Körper in dieser Tiefe, so ist die Amplitude des Sekundärfeldes etwa gleich dem durch das Messgerät oder durch die Ungenauigkeit des Messverfahrens bedingten Geräuschpegel. Als 'Daumenregel' gilt, dass bei horizontal koplanarer Anordnung die Erkundungstiefe ungefähr

dem \overline{SE} -Abstand entspricht. An einem Messpunkt können demzufolge verschiedene Erkundungstiefen durch einen unterschiedlichen Spulenabstand erzielt werden; dies wird als geometrische Sondierung bezeichnet. Wird die Erkundungstiefe durch die Verwendung verschiedener Frequenzen variiert, spricht man von einer parametrischen Sondierung.

Für diese Arbeit wurden zwei Messapparaturen eingesetzt. Zum einen war dies ein MaxMinI+10-System der Firma Apex mit 10 Frequenzen (110 Hz, 220 Hz, 440 Hz, 880 Hz, 1760 Hz, 3,5 kHz, 7 kHz, 14 kHz, 28 kHz sowie 56 kHz) und ein EM34-3 der Firma Geonics mit den Frequenzen 400 Hz, 1,6 kHz und 6,4 kHz.

Apex gibt für die horizontal koplanare Anordnung den Namen Max I an. Weitere Anordnungen sind vertikal koplanar (Max II) und vertikal coaxial (Max III). Bei den minimal gekoppelten Anordnungen befinden sich die Spulenebenen senkrecht zueinander (Min I, Min II). Für die horizontal koplanare Anordnung wird die Bezeichnung H_{zz} , für die vertikal koplanare Anordnung H_{yy} und für die vertikal coaxiale Anordnung die Bezeichnung H_{xx} eingeführt. Allgemein gibt bei dieser Bezeichnung der erste Index die Lage (Ausrichtung) des Senderdipols und der zweite Index die Lage des Empfangsdipols in einem rechtsdrehenden kartesischem Koordinatensystem mit z-Richtung nach unten an. Einen Überblick der möglichen Konfigurationen sind in Abbildung 2.3 zusammengestellt.






Konfiguration	MaxMin	Spulenlage	Bezeichnung
horizontal koplanar	Max I		H_{zz}
vertikal koplanar	Max II		H_{yy}
vertikal coaxial	Max III		H_{xx}
minimal	Min I		H_{zx}
minimal	Min II		H_{xz}

Abbildung 2.3: Die verschiedenen Konfigurationen und ihre unterschiedlichen Bezeichnungen. In der letzten Spalte („Bezeichnung“) kennzeichnet der erste Index die Lage des Sender-Dipols, der zweite Index die Lage des Empfänger-Dipols.

Gewöhnlich wird vom Empfangssignal das Primärfeld abgezogen und dar-

auf normiert. Für die Registrierung der h_{zz} -Komponente ergibt sich:

$$h_{zz} = \frac{H_z^s - H_z^0}{H_z^0} = \frac{H_z^s}{H_z^0} - 1 \quad (2.10)$$

Dabei ist H_z^s das sekundäre Feld und H_z^0 das primäre Feld im Vakuum am Ort des Empfängers. h_{zz} wird in Prozent (%) angegeben. Die Kennzeichnung der Normierung erfolgt durch die Schreibweise in Kleinbuchstaben (h_{xx} , h_{yy} , h_{zz}).

Kapitel 3

Die vektorielle Helmholtzgleichung

3.1 Maxwell-Gleichungen

Die Theorie über die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle ist in der Literatur umfangreich dargestellt (z.B. WARD & HOHMANN 1987, JACKSON 1962). Basis der Theorie bilden die vier Maxwell-Gleichungen (3.1-3.4). Die elektrische Feldstärke (\vec{E}), die magnetische Induktion (\vec{B}), die magnetische Feldstärke (\vec{H}), das dielektrische Verschiebungsfeld (\vec{D}) und die Stromdichte (\vec{j}) sind von Ort (\vec{r}) und Zeit (t) abhängige Vektoren. Die Maxwell-Gleichungen stellen ein gekoppeltes Gleichungssystem dar, das elektrische mit magnetischen Feldgrößen verknüpft. Raumladungen werden nicht berücksichtigt.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (3.4)$$

Weiterhin gelten folgende Materialgleichungen:

$$\vec{j} = \bar{\sigma} \vec{E} \quad (3.5)$$

$$\vec{D} = \bar{\epsilon} \vec{E} \quad (3.6)$$

$$\vec{B} = \bar{\mu} \vec{H} \quad (3.7)$$

mit

$$\begin{aligned}\bar{\epsilon} &= \bar{\epsilon}_r \epsilon_0 \\ \bar{\mu} &= \bar{\mu}_r \mu_0\end{aligned}\quad (3.8)$$

Im Folgenden werden die Medien, in denen sich die elektromagnetischen Wellen ausbreiten, als linear, isotrop und homogen angesehen. Die Materialparameter relative Dielektrizitätszahl ($\bar{\epsilon}_r$), elektrische Leitfähigkeit ($\bar{\sigma}$) und relative magnetische Permeabilität ($\bar{\mu}_r$), die allgemein Tensoren sind, reduzieren sich dann zu skalare Größen (σ , ϵ_r und μ_r). Da für die meisten Gesteine $\mu_r \approx 1$ gilt, entspricht die Permeabilitätszahl μ der Vakuumpermeabilität μ_0 ($4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am). Der Wert für ϵ kann abgeschätzt werden, da für die meisten Gesteine $\epsilon_r < 10$ gilt und die Dielektrizitätszahl ϵ_0 für das Vakuum bekannt ist: $\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c_0^2}$ mit c_0 der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. (SCHÖN 1983).

Durch Anwendung der Rotation auf die I. Maxwell-Gleichung und Einsetzen in die II. Maxwell-Gleichung ergeben sich die sogenannten Telegraphengleichungen:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (3.9)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (3.10)$$

Dabei werden die Materialgleichungen berücksichtigt und die Vektoridentität $\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - (\nabla \cdot \nabla) \vec{A}$ angewendet. Die Maxwell-Gleichungen sind damit in zwei entkoppelte Differentialgleichungen 2. Ordnung überführt.

Mit der Einführung des zeitharmonischen Ansatzes ($e^{i\omega t}$) ergeben sich daraus die vektoriellen Helmholtzgleichungen.

$$\nabla^2 \vec{E} = k^2 \vec{E} \quad (3.11)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = k^2 \vec{H} \quad (3.12)$$

Darin ist der Verschiebungsstrom ($\omega^2 \mu \epsilon$) und der Leitungsstrom ($i\omega \mu \sigma$) zur Wellenzahl (k) zusammengefasst ($k = \sqrt{i\omega \mu \sigma - \omega^2 \mu \epsilon}$).

Im Frequenzbereich des elektromagnetischen Induktionsverfahrens ($f < 10^5$ Hz) dominieren die Leitungsströme gegenüber den Verschiebungsströmen; die Wellengleichungen beschreiben einen Diffusionsvorgang und die Wellenzahl vereinfacht sich zu $k = \sqrt{i\omega \mu \sigma}$. Ist die Kreisfrequenz Null, gelten

Bedingungen der Gleichstromgeoelektrik, die Helmholtzgleichungen reduzieren sich zur Laplace-Gleichung:

$$\nabla^2 \vec{E} = \Delta \vec{E} = 0 \quad (3.13)$$

3.2 Lösung der Helmholtzgleichung

3.2.1 Lösungsansätze

Die Helmholtzgleichungen können entweder analytisch oder numerisch gelöst werden. Analytische Lösungen bieten sich wegen ihrer Genauigkeit und der Geschwindigkeit bei der Berechnung an, beschränken sich aber auf einfache Modellgeometrien.

Die ersten Veröffentlichungen zu analytischen Modellen für geophysikalische Fragestellungen des elektromagnetischen Induktionsverfahrens erschienen Anfang der 50er Jahre (WAIT 1951a, 1951b, MARCH 1953, WARD 1959). Je nachdem, welches Modell (Schicht-, Kugel-, Torusmodell) gelöst wird, werden unterschiedliche, z.T. umfangreiche mathematischen Ansätze benötigt (z.B. Vektorpotentialtheorie, Leiterkreistheorie); die Lösungen sind in unzähligen Artikeln erschienen. Die für diese Arbeit wichtigen Lösungen werden im Kapitel 4 bei den jeweiligen Modellen zitiert. Aktuelle Lehrbücher, die sich mit der Lösung von elektromagnetischen Problemstellungen auseinandersetzen, sind z.B. WAIT (1982), KAUFMAN & KELLER (1983), WARD & HOHMANN (1987), KAUFMAN & KELLER (1989), KAUFMAN & EATON (2001), KAUFMAN & HOEKSTRA (2001).

Analytische Modelle sind wegen der Beschränkung auf einfache Geometrien nur bedingt auf in situ Verhältnisse zu übertragen. Sie sind aber für eine Verifizierung von numerischen Berechnungen notwendig. Durch sie können die Modellierungen überprüft und die Genauigkeit der Ergebnisse bewertet werden (s. Kap. 4).

3.2.2 Stetigkeitsbedingungen

Werden Modelle betrachtet, die sich aus verschiedenen Teilgebieten mit unterschiedlichen physikalischen Parametern (z.B. σ) zusammensetzen, (z.B. Schichtmodell), dann ist zwischen den Teilgebieten auf die Einhaltung der Stetigkeitsbedingungen zu achten. Auf eine detaillierte Herleitung wird verzichtet. Sie ist in der Literatur angegeben (z.B. JACKSON 1962, WARD & HOHMANN 1987).

Bei IDA (1995) findet sich eine Angabe der Stetigkeitsbedingungen für das \vec{E} - und \vec{H} -Feld unter Berücksichtigung von Oberflächenladungen bzw.

Oberflächenströmen an den Trennflächen.

Die Stetigkeitsbedingungen für \vec{E} unter Berücksichtigung einer Oberflächenladungsdichte (η_s) lauten:

$$\begin{aligned} E_{t1} &= E_{t2} \\ D_{n1} - D_{n2} &= \eta_s \\ \frac{D_{t1}}{\epsilon_1} &= \frac{D_{t2}}{\epsilon_2} \\ \epsilon_1 E_{n1} - \epsilon_2 E_{n2} &= \eta_s \end{aligned}$$

dabei bezeichnet n und t die Normal- bzw. Tangentialkomponente und η_s die Oberflächenladungsdichte an der Trennfläche. Ist keine Oberflächenladungsdichte vorhanden, dann reduzieren sich die Gleichungen zu:

$$\begin{aligned} E_{t1} &= E_{t2} \\ D_{n1} &= D_{n2} \\ \frac{D_{t1}}{\epsilon_1} &= \frac{D_{t2}}{\epsilon_2} \\ \epsilon_1 E_{n1} &= \epsilon_2 E_{n2} \end{aligned}$$

Die Stetigkeitsbedingungen für \vec{H} unter Berücksichtigung einer Flächenstromdichte (Ψ) lauten:

$$\begin{aligned} H_{t1} - H_{t2} &= \Psi \\ \mu_1 H_{n1} &= \mu_2 H_{n2} \\ \frac{B_{t1}}{\mu_1} - \frac{B_{t2}}{\mu_2} &= \Psi \\ B_{n1} &= B_{n2} \end{aligned}$$

Ψ bezeichnet die Flächenstromdichte an der Trennfläche. Kann sie vernachlässigt werden, dann reduzieren sich die Gleichungen zu:

$$\begin{aligned} H_{t1} &= H_{t2} \\ \mu_1 H_{n1} &= \mu_2 H_{n2} \\ \frac{B_{t1}}{\mu_1} &= \frac{B_{t2}}{\mu_2} \\ B_{n1} &= B_{n2} \end{aligned}$$

Auf diese Stetigkeitsbedingungen wird im Kapitel 4 bei der Vorstellung der verschiedenen analytischen Modelle zurückgegriffen.

3.2.3 Randbedingung

Theoretisch breitet sich eine elektromagnetische Welle beliebig weit aus. Sie unterliegt den Prozessen der Dämpfung und der sphärischen Divergenz, so dass die Welle im Unendlichen verschwindet. Allgemein gilt die Bedingung:

$$\lim_{\vec{r} \rightarrow \infty} \vec{E}(\vec{r}) = 0. \quad (3.14)$$

Dabei gibt \vec{r} den Abstand von der Quelle an. Aus rechentechnischer Sicht kann ein Modell nicht beliebig groß gewählt werden, sondern muss auf ein künstliches, kleineres reduziert werden. Dadurch ist obige Bedingung (3.14) nicht erfüllt, d.h. das \vec{E} -Feld ist noch nicht annähernd auf Null abgeklungen. Deswegen werden Randbedingungen eingeführt, die die natürlichen Bedingungen simulieren. Es existieren hauptsächlich zwei Arten von Randbedingungen, einmal die Neumann'schen und zum anderen die Dirichlet'schen. Eine Mischform aus beiden ist ebenfalls möglich. Bei den hier betrachteten Fällen werden die Randbedingungen nach Dirichlet verwendet, d.h. auf dem Rand wird ein bestimmter konstanter Wert vorgegeben. In Übereinstimmung mit der Bedingung (3.14) ist das der Wert Null. Anschaulich bedeutet das, dass die elektromagnetische Welle auf dem Modellrand verschwindet und von dort keine Energie in das Modellgebiet reflektiert wird.

Kapitel 4

Analytische Modelle

In diesem Kapitel werden analytische Modelle vorgestellt, die für einen Vergleich mit numerischen Berechnungen geeignet erscheinen. Vier Modelle, das homogene und das geschichtete Vollraummodell, das Torusmodell und das Kugelmodell werden behandelt.

4.1 Vollraummodell

Auf eine Herleitung der Gleichungen, die das Vollraummodell beschreiben, wird verzichtet, sie ist in der einschlägigen Literatur bereits eingehend beschrieben (z.B. KAUFMAN & KELLER 1989). Üblicherweise wird die Sendespule dabei nicht als Spule berechnet (nach Biot-Savart-Gesetz möglich), sondern durch einen vertikalen magnetischen Dipol (VMD) ersetzt. Der Fehler, der durch diese Näherung entsteht, ist weniger als 3%, wenn die Auslage 7mal größer als der Spulenradius ist (TELFORD et al. 1995). Befinden sich Sender und Empfänger in einem elektrisch leitfähigen Medium ergeben sich mit k als Wellenzahl für die einzelnen Feldkomponenten in Kugelkoordinaten (r, ϑ, φ) :

$$\begin{aligned} H_r &= \frac{m(t)}{2\pi r^3} e^{-ikr} (1 + ikr) \cos \vartheta \\ H_\vartheta &= \frac{m(t)}{4\pi r^3} e^{-ikr} (1 + ikr - k^2 r^2) \sin \vartheta \\ H_\varphi &= 0 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Dabei bezeichnet $m(t)$ das magnetische Dipolmoment und r den \overline{SE} -Abstand. Wie in Kapitel 2 (Formel 2.10) beschrieben, ist es üblich vom

Gesamtssignal am Ort des Empfängers das Primärfeld im Vakuum ($k = 0$) abzuziehen und darauf zu normieren. Die Komponenten lauten im Einzelnen:

$$\begin{aligned}
 H_r^0 &= \frac{m(t)}{2\pi r^3} \cos \vartheta \\
 H_\vartheta^0 &= \frac{m(t)}{4\pi r^3} \sin \vartheta \\
 H_\varphi^0 &= 0
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

4.2 Sandwichmodell

Das Sandwichmodell ist ein N-Schichtmodell und besteht aus horizontal unendlich ausgedehnten Schichten. Sender und Empfänger befinden sich in horizontal koplanarer Anordnung innerhalb einer Schicht. Theoretisch existieren N Schichten über und N Schichten unter dem Spulensystem. Im Folgenden werden die Schichten auf eine über (im Hangenden) und eine unter (im Liegenden) dem Spulensystem beschränkt (Abb. 4.1).

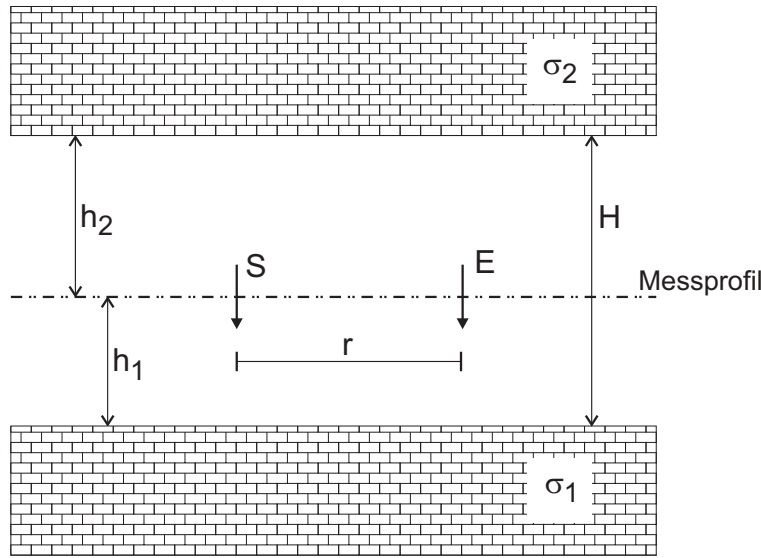


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des verwendeten doppelten Einschichtmodells (Sandwichmodell); S: Sender, E: Empfänger, r : Sender-Empfänger-Abstand, h_1 : Höhe zwischen Messprofil und Sohle, h_2 : Höhe zwischen Messprofil und Firste, σ_1 : elektrische Leitfähigkeit im Liegenden, σ_2 : elektrische Leitfähigkeit im Hangenden.

4.2.1 Ableitung der h_{zz} -Komponente

Bei der Berechnung der h_{zz} -Komponente induziert das primäre Magnetfeld in den einzelnen Schichten Stromschleifen, die senkrecht zum Anregerfeld liegen, d.h. die aufgeprägten Ströme liegen immer auf Kreisbahnen parallel zu den Schichtgrenzen. Es entstehen keine Ladungsanhäufungen zwischen den einzelnen Schichten und \vec{E} und \vec{H} sind quellenfrei (4.3). Wie beim Vollraummodell beschrieben, bietet sich bei der Betrachtung von Schichtmodellen im

Vollraum (Abb. 4.1) ebenfalls die Einführung eines magnetischen Vektorpotentials an.

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{E} &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{H} &= 0\end{aligned}\tag{4.3}$$

Es ergibt sich eine Randwertaufgabe, deren Herleitung für die Vertikal-komponente der OP-Komponente im Anhang B.1 für den doppelten Einschichtfall angeführt ist. Das Potential muss folgende Bedingungen erfüllen (KAUFMAN 1994a):

- An einem beliebigen Punkt im Medium ist das komplexe Vektorpotential \vec{A} eine Lösung der homogenen Helmholtzgleichung: $\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = 0$ mit $k = \sqrt{i\omega\mu\sigma}$
- In der Nähe der Quelle beschreibt das Vektorpotential das primäre Magnetfeld: $\vec{A} \longrightarrow \vec{A}_0 = \frac{i\omega\mu\vec{m}}{4\pi r}$ für $r \rightarrow 0$
- An Grenzflächen ist die Tangentialkomponente des elektrischen und magnetischen Feldes stetig (vgl. Kap. 3.2.2).
- Im Unendlichen verschwindet das Vektorpotential: $\vec{A} \longrightarrow 0$, für $r \rightarrow \infty$

In jeder Schicht wird eine Potentialgleichung aufgestellt. Es ergibt sich ein Gleichungssystem, woraus die Koeffizienten der Potentialgleichung in der Strecke bestimmt werden können. Für die Vertikalkomponente der OP-Komponente des \vec{H} -Feldes ergibt sich:

$$h_{zz}^{schicht} \approx \frac{k_1^2 r^2}{4} \frac{1}{\sqrt{1 + 4\alpha_1^2}} + \frac{k_2^2 r^2}{4} \frac{1}{\sqrt{1 + 4\alpha_2^2}}\tag{4.4}$$

mit $\alpha_i = \frac{h_i}{r}$ und $k_i^2 = i\omega\mu\sigma_i$.

Sind die spez. Widerstände für beide Schichtpakete gleich ($k_1 = k_2$) und befinden sich beide Spulen zentral in der Strecke ($\alpha_1 = \alpha_2$), vereinfacht sich (4.4) zu:

$$h_{zz}^{schicht} \approx \frac{k_1^2 r^2}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha^2}}\tag{4.5}$$

mit $\alpha = \frac{H}{r}$, $H = h_1 + h_2$.

Für den Halbraum gilt (KAUFMAN 1994b):

$$h_{zz}^{halb} = \frac{1}{4}k^2r^2 - \frac{2\sqrt{2}}{15}k^3r^3 + \dots \quad (4.6)$$

Werden realistische Werte für H und r verwendet, z.B. eine Streckenhöhe von 5 m und ein Spulenabstand von 40 m, so ergibt sich für den 2. Term eingesetzt in (4.5) ein Wert von 0,9. Er kann also gleich 1 gesetzt werden. Ein direkter Vergleich zwischen $h_{zz}^{schicht}$ (4.5) und h_{zz}^{halb} (4.6) zeigt, dass sich durch den "zweiten Halbraum" das Signal verdoppelt.

Allgemein gibt WEIDELT (pers. Mitteilung) für den n-Schichtfall im Vollraum an:

$$h_{zz}(r, \omega) = r^3 \int_0^\infty \left\{ 1 - \frac{2u}{A_j(u, \omega) + B_j(u, \omega)} \right\} J_0(ur) u^2 du \quad (4.7)$$

wobei A_j und B_j rekursiv berechnet werden (s. Anh. B.2). Im Anhang B.2 wird gezeigt, dass sich beide Lösungen (4.4) und (4.7) ineinander überführen lassen.

In Abbildung 4.2 ist in einem Argand-Diagramm die h_{zz} -Komponente für ein Sandwichmodell in Abhängigkeit vom Responseparameter dargestellt. In einer Argand-Darstellung wird die IP-Komponente gegen die OP-Komponente in der komplexen Zahlenebene aufgetragen. Der Responseparameter für den doppelten Einschichtfall (Sandwichmodell) bei verschiedenen spez. Widerständen der Schichten wird wie folgt definiert:

$$p_s := \sqrt{\frac{\omega\mu}{2} \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right)} \cdot r. \quad (4.8)$$

Bei gleichem spez. Widerstand von Schicht 1 und Schicht 2 ist der Responseparameter für das Sandwichmodell (p_s) gleich dem Responseparameter für das Vollraummodell (p_v). Die Streckenhöhe in der sich das Spulensystem befindet, beträgt 5 m. Die Spulen werden für die Berechnung zentral in die mittlere Schicht positioniert, d.h. der Abstand zu Sohle und Firste beträgt $h_1 = h_2 = 2,5$ m. Ergänzt wird die Abbildung mit der h_{zz} -Komponente des Vollraum-, Halbraum- und des Streckenmodells (vgl. Kap. 6).

Die deutlichsten Unterschiede zwischen den Kurven sind im I. Quadranten zu erkennen. Für größere Responseparameter nähert sich die Kurve des Schichtmodells der Halbraumkurve und die Kurve für das Streckenmodell der Kurve für den Vollraum an. In Kapitel 7 wird diese Darstellung genutzt, um einen scheinbaren spez. Widerstand unter Berücksichtigung der IP- und OP-Komponente auszurechnen.

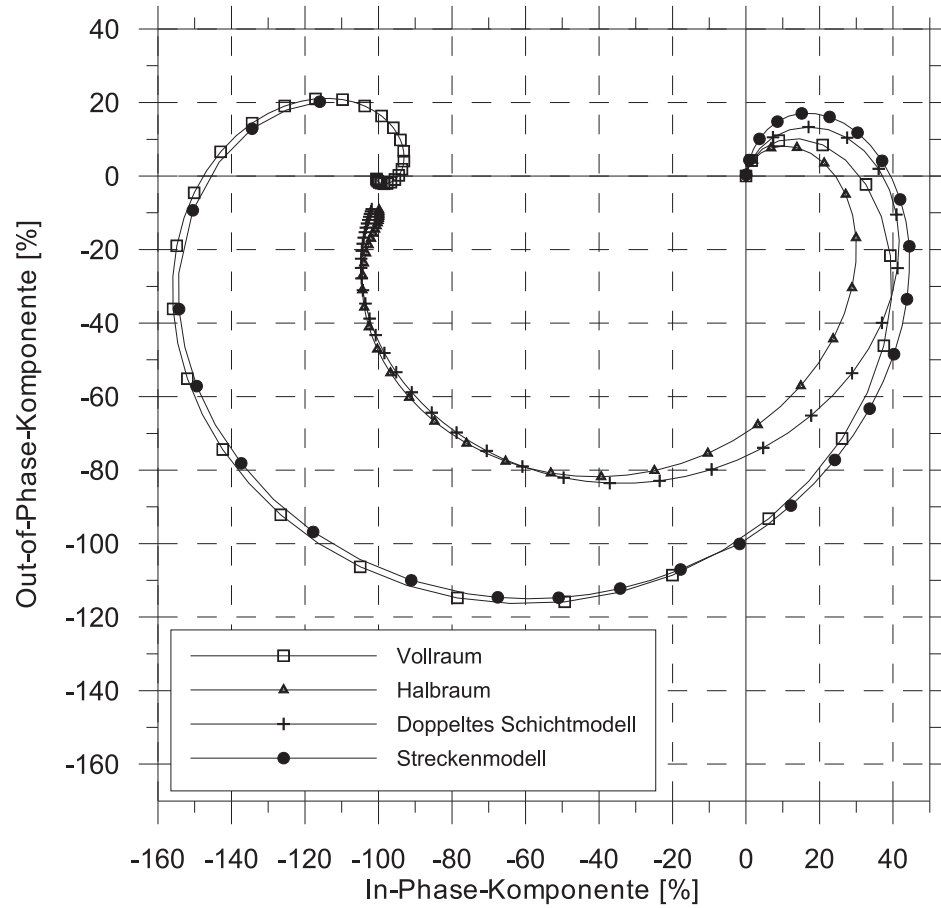


Abbildung 4.2: Argand-Diagramm: h_{zz} -Komponente für vier Modelle: Vollraum, Halbraum, Sandwich und Strecke. Beim Sandwichmodell hat die luftgefüllte Schicht eine Höhe von 5 m. Der Querschnitt beim Streckenmodell (s. Kap. 6) beträgt 5 m x 5 m, die Spulen sind zentral, mittig angeordnet.

4.2.2 Möglichkeiten der Halbrauminterpretation

Bei den hohen Widerstandsverhältnissen, wie sie im Salinar auftreten, kann von Halbraumbedingungen ausgegangen werden, wenn eine Hälfte des Vollraumes als so resistiv angesehen werden kann, dass er keinen Einfluss auf die Messungen ausübt, oder wenn das Hangende soweit entfernt ist, dass es nicht erfasst werden kann. Beide Möglichkeiten werden mit dem gleichen Sandwichmodell als Startmodell untersucht, um diese Aussage zu quantifizieren.

Die Spulen befinden sich zentral in einer 5 m mächtigen, luftgefüllten Schicht, haben also zum Hangenden und Liegenden 2,5 m Abstand. Beide Schichten haben einen spez. Widerstand von $10 \Omega\text{m}$, der \overline{SE} -Abstand beträgt 20 m. Die Frequenz wird im Bereich von 100 Hz bis 10^8 Hz verändert. Damit ist die Grenze, ab der der Verschiebungsstromanteil berücksichtigt werden muss, überschritten. Da diese Grenze fließend ist, wird dieser Bereich trotzdem mit dargestellt. Als Referenzmodell wird ein homogenes Halbraummodell mit einem spez. Widerstand von $10 \Omega\text{m}$ gewählt, bei dem sich die Spulen in 2,5 m Höhe befinden.

Für die ersten Betrachtungen wird der Widerstandswert des Hangenden jeweils um den Faktor 10 bis $10^4 \Omega\text{m}$ erhöht (Abb. 4.3). Das Sandwichmodell mit einem spez. Widerstand von $10 \Omega\text{m}$ zeigt eine sehr große Abweichung von der Halbraumkurve. In der IP-Komponente liegt das Maximum ca. 15% höher und in der OP-Komponente das Minimum ca. 40% niedriger, als die Referenzkurve. Dieser große Abstand relativiert sich bereits deutlich bei einem Widerstandswert für das Hangende von $100 \Omega\text{m}$. In der IP-Komponente ist eine sehr gute Übereinstimmung zur Referenzkurve zu erkennen; bei der OP-Komponente ist die Abweichung allerdings noch markant. Die Kurve nähert sich mit dem nächst höheren Widerstandswert noch weiter an, ab einem Wert von $10^4 \Omega\text{m}$ ist ein Unterschied zur Referenzkurve nicht mehr feststellbar.

Selbst bei größerem Spulenabstand ist dies noch gültig, da im Salinar mit weitaus größeren Widerstandswerten zu rechnen ist. Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass die maximale Frequenz beim MaxMin-Gerät bei 56 kHz liegt und damit deutlich unter 10^6 Hz. Ein spez. Widerstand von $10^4 \Omega\text{m}$ ist mit dem elektromagnetischen Verfahren nicht erfassbar. Die folgenden Berechnungen werden deshalb mit diesem spez. Widerstandswert als 'Luftwert' durchgeführt.

Es existieren unter Tage Strecken, die weitaus höher sind, als die in den vorliegenden Modellen verwendeten 5 m. Abbaukammern können z.T. mehr

als 20 m hoch sein. Deshalb wird untersucht, ab welcher Höhe der Einfluss des Hangenden vernachlässigbar ist. Dazu wird der Abstand des Hangenden so lange vergrößert, bis dessen Einfluss nicht mehr detektierbar ist. Es wird wiederum die 10 Ω m-Halbraumkurve als Referenzkurve verwendet (Abb. 4.4).

Bis zu einer Frequenz von 1 kHz ist es unerheblich, wie weit das Hangende entfernt ist. Eine signifikante Unterscheidung der einzelnen Niveaus ist nicht zu erkennen; die Kurven liegen eng zusammen (LIN-Mode). Nicht mehr vernachlässigbare Abweichungen treten in der IP-Komponente bei einer Frequenz um 20 kHz und in der OP-Komponente zwischen 10 kHz und 100 kHz auf. Generell wird mit zunehmender Entfernung die Abweichungen zur Halbraumkurve geringer; bei einer Entfernung von 10 m ist das Hangende über den gesamten betrachteten Frequenzbereich nicht detektierbar.

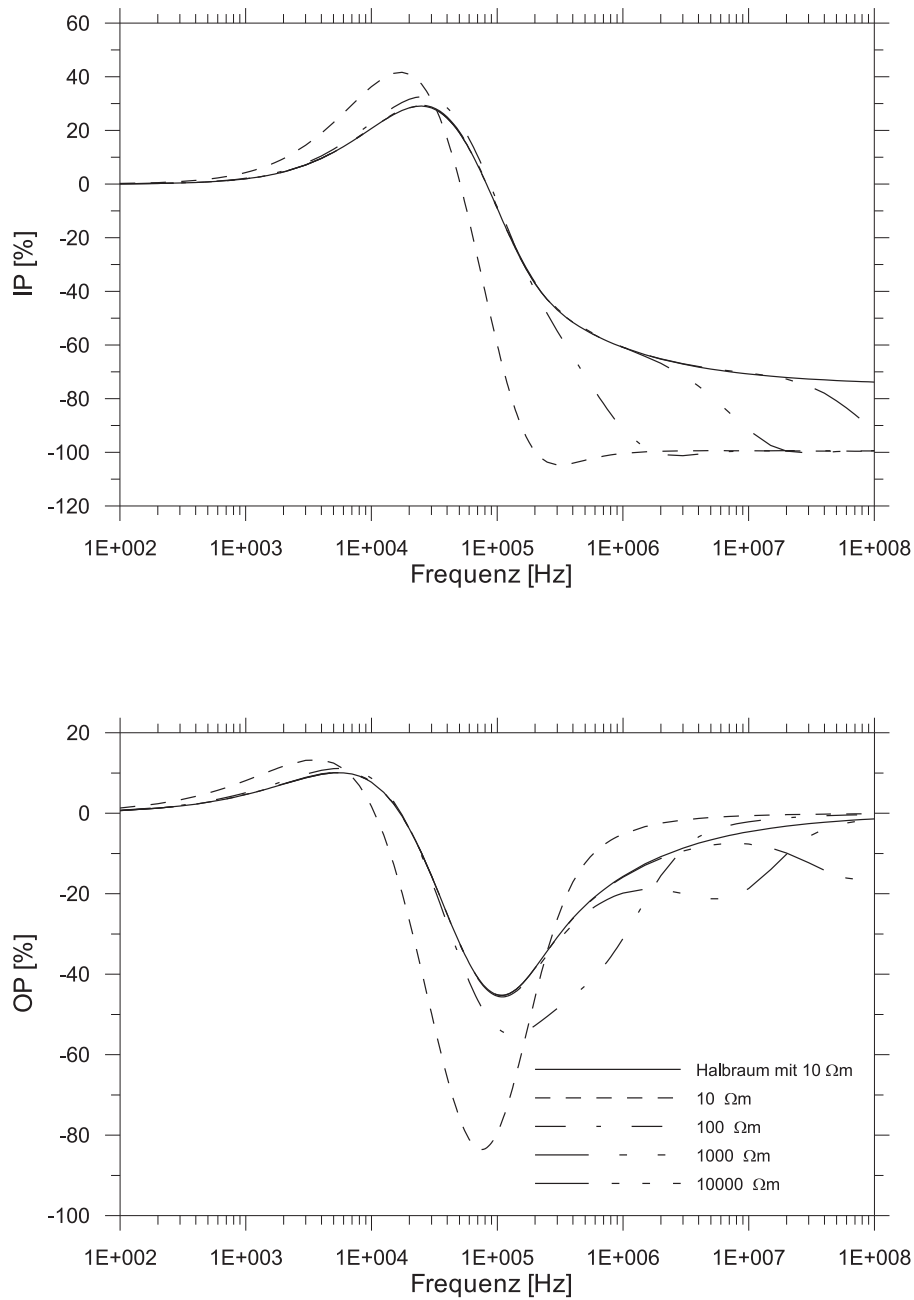


Abbildung 4.3: h_{zz} -Komponente; Variation des spez. Widerstandes ρ_2 des Hangenden, Ausgangsmodell ist ein Sandwichmodell; $\rho_1=(\rho_2=)10 \Omega\text{m}$, $h_1=h_2=2,5 \text{ m}$, \overline{SE} -Abstand=20 m. ρ_2 wird um den Faktor 10 bis $10^4 \Omega\text{m}$ erhöht.

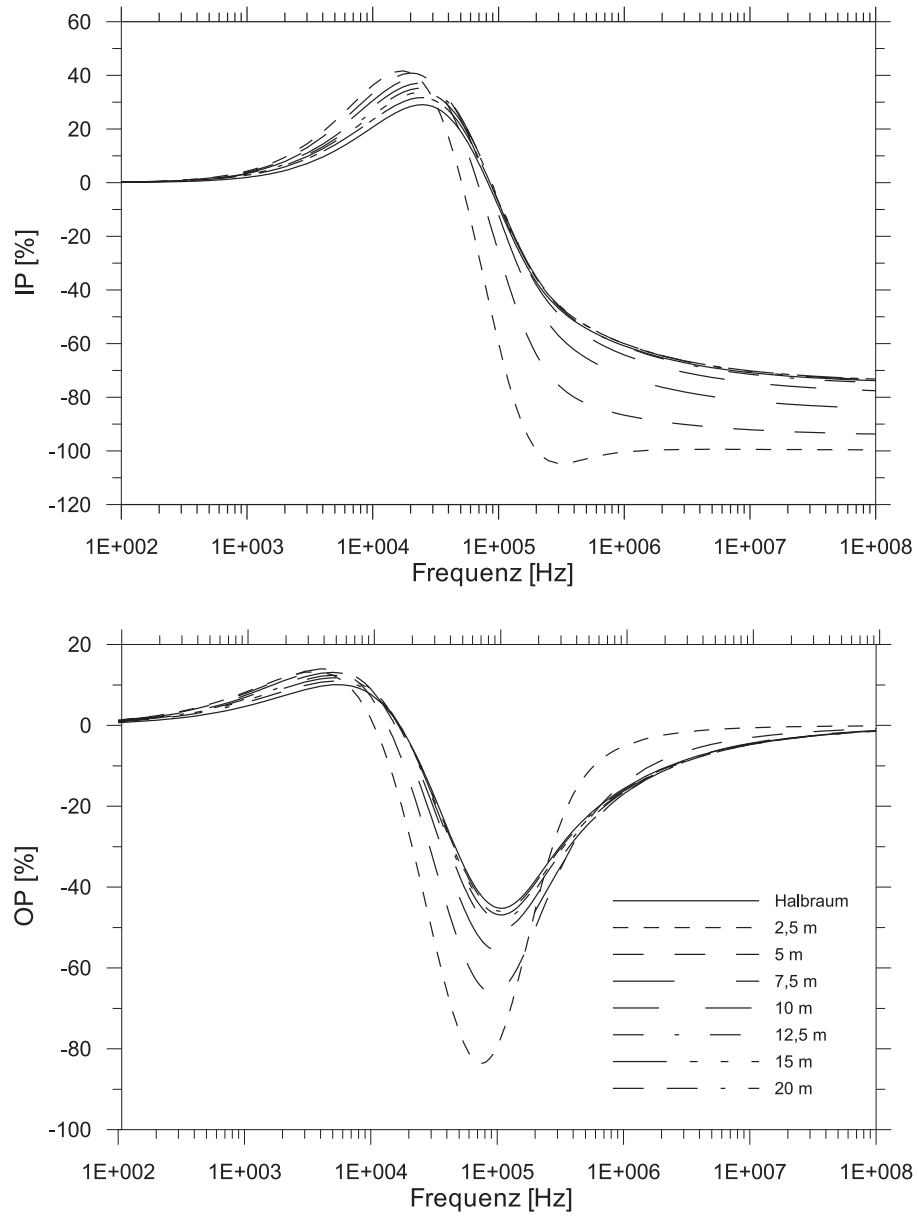


Abbildung 4.4: h_{zz} -Komponente; Variation des Abstandes h_2 zum Messniveau: Ausgangsmodell ist ein Sandwichmodell $\rho_1=\rho_2=10 \text{ } \Omega\text{m}$, $h_1=(h_2=)2,5 \text{ m}$, \overline{SE} -Abstand=20 m. h_2 wird schrittweise bis 20 m erhöht.

4.2.3 Variation des Messniveaus in der Strecke

Im Folgenden wird untersucht, wie sich ein unterschiedliches Messniveau auf die Messungen auswirkt. Es wird der Frage nachgegangen, ob es möglich ist, durch gezielte Änderung des Messniveaus das Mess-Signal so zu beeinflussen, dass leitfähige Bereiche dem Hangenden oder dem Liegenden zugeordnet werden können.

Es wird ein Spulenabstand von 20 m verwendet. Das Liegende hat einen spez. Widerstand von 10 Ωm und das Hangende von 100 Ωm . Die Höhe der luftgefüllten Schicht mit den Spulen beträgt 5 m. Für diese Berechnungen wird das Messniveau der Spulen in 0,5 m Schritten variiert; die Höhe der Schicht mit den Spulen bleibt dabei immer konstant. Der Responseparameter (p_S) wird nach (4.8) berechnet und ist in Abbildung 4.5 zusätzlich eingetragen.

In Abbildung 4.5 ist eine breit gefächerte Kurvenschar zu erkennen. Bei einem Responseparameter von kleiner als 0,5, also im Gültigkeitsbereich des LIN-Modus, ist ein Rückschluss auf die Messhöhe und somit auf den leitfähigen Bereich nicht möglich. Ab einem p_S von 0,5 ist eine Trennung der einzelnen Kurven, gerade in der OP-Komponente, deutlich.

Die Berechnungen zeigen, dass mit unterschiedlichen Messniveaus signifikanter Einfluss auf die Messergebnisse genommen werden kann. Dies gilt gerade für den Bereich ab einem Responseparameter von 1 in der IP-Komponente und 0,5 in der OP-Komponente. Eine Zuordnung, ob sich leitfähige Bereiche im Hangenden oder im Liegenden befinden, wäre also möglich.

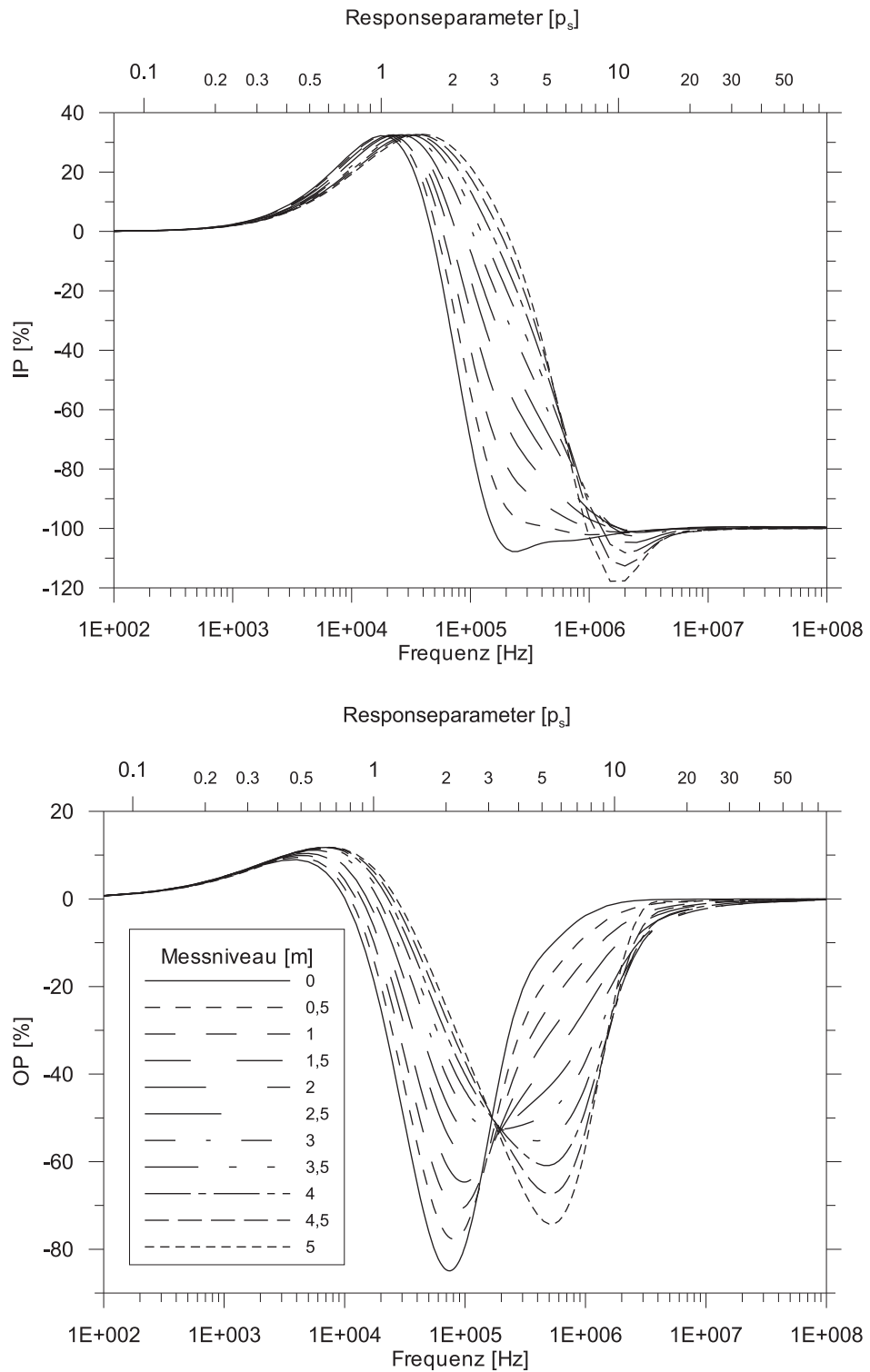


Abbildung 4.5: h_{zz} -Komponente; Änderung des Messniveaus beim Sandwichmodell: $\rho_1=10 \Omega\text{m}$, $\rho_2=100 \Omega\text{m}$, $H=5 \text{ m}$, \overline{SE} -Abstand=20 m. Die Höhe des Messniveaus wird in 0,5 m Schritten variiert.

4.3 Torusmodell

Mehrdimensionale Modelle können nicht mehr allgemein gelöst werden. Ein Beispiel für ein 2D-Modell, das an spezielle geometrische Vorgaben gebunden ist, ist das Torusmodell (RODEMANN, pers. Mitteilung). Die Rotationssymmetrie macht es möglich, Zylinderkoordinaten zu verwenden und das 2D-Modell auf ein 1D-Problem zu reduzieren.

Es wird das Verhältnis zwischen sekundärer (U_s) und primärer Spannung (U_p) am Ort des Empfängers mit dem Faraday'schen Induktionsgesetz berechnet. Dieses Modell basiert praktisch auf den im Kapitel 2 vorgestelltem Leiterkreissmodell. Sende- und Empfangsspule befinden sich in vertikal coaxialer Anordnung und haben im Vergleich zu den anderen Geometrien einen vernachlässigbaren Radius (Abb. 4.6). Eine dritte Leiterkreisschleife, die einen Störkörper simuliert (Torus), ist ebenfalls vertikal coaxial zu den beiden anderen Spulen angeordnet. Da das Modell rotationssymmetrisch bezüglich der z -Achse ist, können Zylinderkoordinaten (r, φ, z) eingeführt werden; der Ursprung befindet sich im Zentrum der Sendespule.

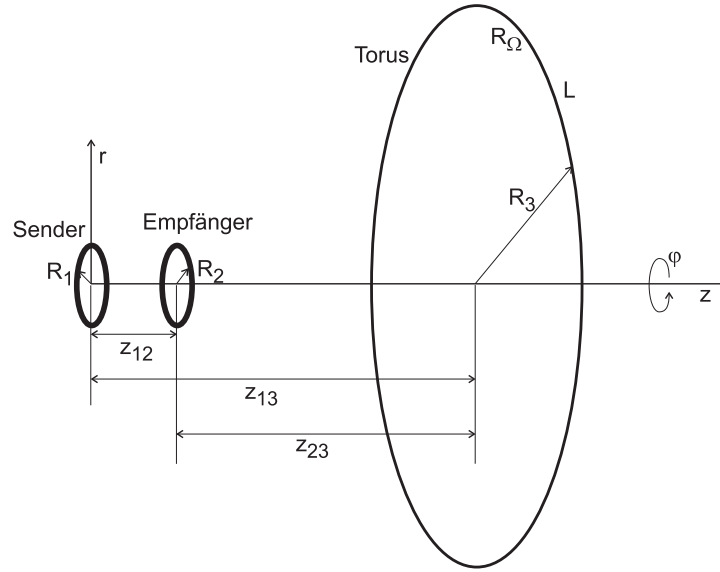


Abbildung 4.6: Schematischer Aufbau des Torusmodells (nicht maßstabsgetreu); z_{12} : \overline{SE} -Abstand, z_{13} : Sender-Torus-Abstand, z_{23} : Empfänger-Torus-Abstand, R_1 : Radius Senderspule, R_2 : Radius Empfangsspule, R_3 : Radius Torus, R_Ω : Ohmscher Widerstand Torus, L : Induktivität Torus, r, φ, z : Zylinderkoordinaten. Der Index 1 bezieht sich auf die Senderspule, der Index 2 auf die Empfangsspule und der Index 3 auf den Torus.

Die h_{zz} -Komponente für einen Messpunkt, der auf der z-Achse liegt, lässt sich allgemein berechnen:

$$H_z = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_1 R_1^2}{(z^2 + R_1^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (4.9)$$

I_1 steht hier für den in die Sendespule eingespeisten Strom. Unter der Voraussetzung, dass der Abstand des Messpunktes (z) wesentlich größer als der Spulenradius (R_1) ist, vereinfacht sich (4.9) zu:

$$H_z = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{I_1 F_1}{z_{12}^3}, \quad (4.10)$$

dabei ist $F_1 = \pi \cdot R_1^2$, die Fläche der kreisförmigen Spule.

Mit Hilfe des Induktionsgesetzes (3.1) und der Materialgleichung (3.7) kann unter Hinzunahme des Satzes von Stokes

$$\int_{F_2} \nabla \times \vec{E}_2 \cdot \vec{n} dF_2 = \oint_{R_2} \vec{E}_2 \cdot \vec{t} dR_2 \quad (4.11)$$

die in die Empfangsspule induzierte Spannung (U_2) berechnet werden. Dabei bedeutet \vec{n} der Vektor normal und \vec{t} der Vektor tangential zur Spulenebene.

Für die linke Seite folgt, unter der Voraussetzung, dass H_z homogen und konstant ist:

$$\int_{F_2} \nabla \times \vec{E}_2 \cdot \vec{n} dF_2 = -i\omega\mu \int_{F_2} H_z dF_2 \approx -i\omega\mu \vec{H}_z \pi R_2^2 \quad (4.12)$$

Aus der rechten Seite ergibt sich direkt die Spannung (U_2)

$$\oint_{R_2} \vec{E}_2 \cdot \vec{t} dR_2 = \int_0^{2\pi} \vec{E}_\varphi R_2 d\varphi = E_\varphi \cdot 2\pi \cdot R_2 = U_2 \quad (4.13)$$

Gleichsetzen und Einführung des Dipolmomentes $M_1 = \frac{F_1 \cdot I_1}{4\pi}$ liefert die Spannung (U_2):

$$U_2 = -i\omega\mu \cdot 2\pi \cdot R_2^2 M_1 \frac{1}{|z_{12}^3|}. \quad (4.14)$$

Für die Berechnung von Spannung (U_3) und induziertem Strom (I_3) im Torus muss berücksichtigt werden, dass sein Radius (R_3) im Vergleich zu den anderen Geometrien nicht verschwindend gering ist, weshalb sich für die Berechnung ein modifizierter Ansatz ergibt.

Aus dem Potential

$$\Phi = \frac{M \cdot z}{(r^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (4.15)$$

folgt das Magnetfeld für die H_z -Komponente als negativer Gradient (KERTZ 1983)

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial z} = H_z = \frac{3M_1 \cdot z_{13} \cdot R_3}{(z_{13}^2 + R_3^2)^{\frac{5}{2}}}. \quad (4.16)$$

Wird das Induktionsgesetz (3.1) komponentenweise dargestellt und ausgenutzt, dass H_φ und $\frac{\partial}{\partial \varphi}$ aus Symmetriegründen Null ist, folgt aus (4.16):

$$-\frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = -i\omega\mu H_z = -i\omega\mu \frac{3M_1 z_{13} R_3}{(z_{13}^2 + R_3^2)^{\frac{5}{2}}}. \quad (4.17)$$

Aus den Integrationstafeln von GRADSHTEYN & RYZHIK (1965) (p.82, 2.263, Nr. 1), ergibt sich daraus für E_φ :

$$E_\varphi = i\omega\mu 3M_1 R_3 \int \frac{z_{13}}{(z_{13}^2 + R_3^2)^{\frac{5}{2}}} dz_{13} = -i\omega\mu 3M_1 R_3 \frac{1}{3(z_{13}^2 + R_3^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (4.18)$$

Damit folgt die Spannung (U_3) im Torus:

$$U_3 = -i\omega\mu \frac{2\pi \cdot M_1 R_3^2}{(z_{13}^2 + R_3^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (4.19)$$

Die Berechnung des Stromes (I_3), der im Torus fließt, erfolgt mit dem Ohmschen Gesetz. Der Widerstand des Torus ist aber nicht ein reiner Ohmscher Widerstand, sondern muss um einen induktiven Term ergänzt werden (vgl. KUCHLING 1996).

$$I_3 = \frac{U_3}{R_\Omega + i\omega L} \quad (4.20)$$

Für den Ohmschen Widerstand (R_Ω) gilt $R_\Omega = \rho_3 \frac{2\pi R_3}{A_3}$. A_3 bezeichnet dabei die Querschnittsfläche des Torus. Es folgt für den Strom (I_3):

$$I_3 = \frac{U_3 A_3}{\rho_3 2\pi R_3 + i\omega L A_3}. \quad (4.21)$$

Die Induktivität L wird hauptsächlich durch die Geometrie des Torus bestimmt. KOHLRAUSCH (1943) gibt für einen Kreis und für ein Quadrat folgende Formeln an:

$$\text{Kreis: } L = 4\pi \cdot R_3 \left(\ln \frac{R_3}{r_3} + 0,33 \right)$$

$$\text{Quadrat: } L = 8a \left(\ln \frac{a}{r_3} - 0,52 \right)$$

Hier ist r_3 der angenommene Querschnittsradius des Torus ($r_3 \ll R_3$); a die Kantenlänge des Quadrates.

Ähnliches Vorgehen wie zuvor bei der Berechnung für die Spannung U_3 ergibt für die Spannung (U_{32}), die der Torus in die Empfangsspule induziert:

$$U_{32} = -\frac{i\omega\mu}{4} \cdot \frac{2\pi \cdot R_2^2 R_3^2 I_3}{(z_{23}^2 + R_3^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (4.22)$$

Einsetzen von I_3 und normieren auf die Primärspannung (U_2) ergibt:

$$\frac{U_{32}}{U_2} = -\frac{i\omega\mu}{4} \cdot \frac{2\pi \cdot R_3^4 A_3 \cdot z_{12}^3}{(z_{23}^2 + R_3^2)^{\frac{3}{2}} (z_{13}^2 + R_3^2)^{\frac{3}{2}} (\rho \cdot 2\pi \cdot R_3 + i\omega L F_3)} \quad (4.23)$$

Real- und Imaginärteil können daraus mit dem konjugiert komplexen direkt berechnet werden. Dieser Ansatz wird aber nicht weiter verfolgt. Die Geometrie des Torus (Ringstruktur, mit zusätzlichem kreisförmigen Querschnitt) ist nicht exakt in ein Finite-Differenzen-Gitter konstruierbar, so dass das Modell nicht für einen Vergleich zwischen numerischen und analytischen Modellen geeignet erscheint.

4.4 Kugelmodell

Das Kugelmodell wird in der Literatur (WAIT 1951a, MARCH 1953, GRANT & WEST 1965, LODHA & WEST 1976, BEST & SHAMMAS 1979) eingehend beschrieben. Mit dem Modell können die numerischen Modellierungen mit einer 3D analytischen Lösung verglichen werden. Es wird eine Kugel im Vollraum ohne Umgebungsleitfähigkeit angenommen; das Spulensystem quert die Kugel über deren Mittelpunkt (Abb. 4.7). Das Problem ist im Kugelkoordinatensystem für ein radiales und transversales Dipolmoment formuliert

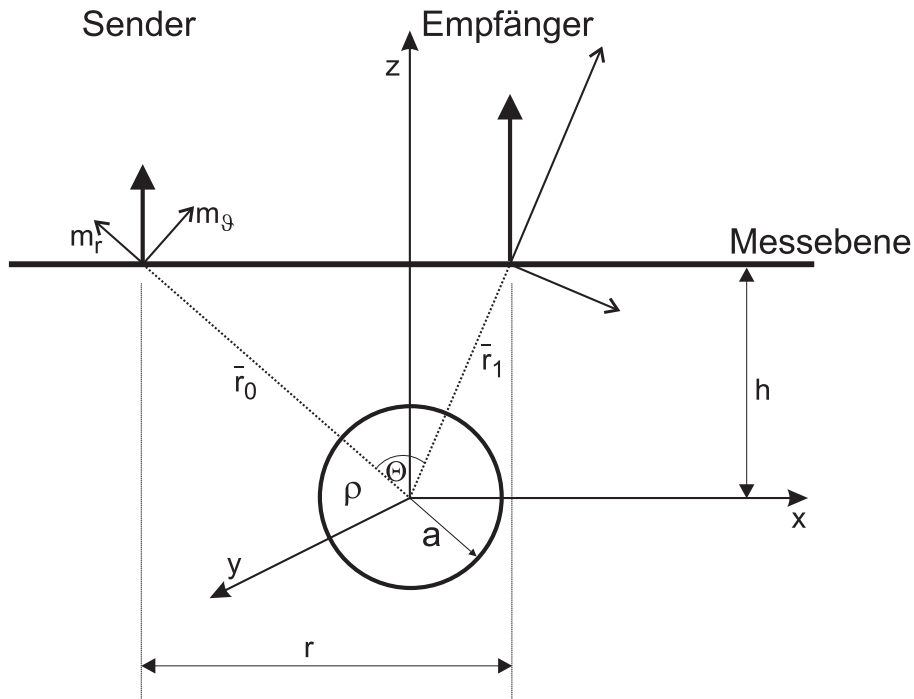


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau des verwendeten Kugelmodells; a : Kugelradius, ρ : spez. Widerstand der Kugel, r : \overline{SE} -Abstand, m_r : radiales Dipolmoment, m_θ : tangenciales Dipolmoment, h : Abstand Kugelmittelpunkt-Messniveau, \vec{r}_0 : Aufpunktsvektor zum Sender, \vec{r}_1 : Aufpunktsvektor zum Empfänger, Θ : Winkel zwischen \vec{r}_0 und \vec{r}_1 .

In Kugelkoordinaten (r, ϑ, φ) ergibt sich bezüglich dem Kugelmittelpunkt für einen radialen bzw. einen transversalen magnetischen Sender-Dipol (GRANT & WEST 1965):

radialer Sender-Dipol:

$$\begin{aligned} H_r^s &= -\frac{m_r}{4\pi} e^{i\omega t} \sum_{n=1}^{\infty} (x_n + iy_n) \frac{a^{2n+1}}{rr_0^{n+2}} n(n+1) P_n(\cos \Theta) \\ H_{\vartheta}^s &= -\frac{m_r}{4\pi} e^{i\omega t} \sum_{n=1}^{\infty} (x_n + iy_n) \frac{a^{2n+1}}{rr_0^{n+2}} n P_n^1(\cos \Theta) \\ H_{\varphi}^s &= 0 \end{aligned} \quad (4.24)$$

transversaler Sender-Dipol:

$$\begin{aligned} H_r^s &= -\frac{m_{\vartheta}}{4\pi} e^{i\omega t} \sum_{n=1}^{\infty} (x_n + iy_n) \frac{a^{2n+1}}{rr_0^{n+2}} n P_n^1(\cos \Theta) \\ H_{\vartheta}^s &= -\frac{m_{\vartheta}}{4\pi} e^{i\omega t} \sum_{n=1}^{\infty} (x_n + iy_n) \frac{a^{2n+1}}{rr_0^{n+2}} \left[n^2 P_n(\cos \Theta) - \frac{n}{n+1} \cot \Theta P_n^1(\cos \Theta) \right] \\ H_{\varphi}^s &= 0 \end{aligned} \quad (4.25)$$

mit der Responsefunktion:

$$(x_n + iy_n) = \frac{\left\{ \frac{\mu_0}{2} - (n+1)\mu \right\} I_{n+\frac{1}{2}}(ka) + \mu_0 ka I'_{n+\frac{1}{2}}(ka)}{\left\{ \frac{\mu_0}{2} + n\mu \right\} I_{n+\frac{1}{2}}(ka) + \mu_0 ka I'_{n+\frac{1}{2}}(ka)}. \quad (4.26)$$

Die Berechnung der Responsefunktion (4.26) erfolgt nach BEST & SHAMMAS (1979). Die modifizierten Besselfunktionen werden je nach Größe des Argumentes und des Reihengliedes berechnet. Die verwendeten Formeln sind im Anhang B.4 dargestellt und aus GRADSHTEYN & RYZHIK (1965) entnommen. Die Bestimmung der Ableitungen der modifizierten Besselfunktionen ($I'_{n+\frac{1}{2}}(ka)$) werden mit Hilfe einer Rekursionsformel durchgeführt

(ABRAMOWITZ & STEGUN 1970). Zur Berechnung der Legendre Polynome ($P_n(\cos \Theta)$), deren Ableitungen sowie den assoziierten Legendre Polynome ($P_n^1(\cos \Theta)$) werden Fortran Routinen aus PRESS et al. (1992) verwendet.

Zur Berechnung einer horizontal koplanaren Spulenanordnung wird der vertikale magnetische Dipol (VMD) in eine radiale und eine transversale Quelle zerlegt. Anschließend wird für jede Komponente das radiale und transversale Signal berechnet. Die jeweiligen z-Komponenten der vier Komponenten (jeweils zwei radiale und zwei transversale) werden zur endgültigen h_{zz} -Komponente addiert.

Ein Vergleich der Responsefunktion mit der Literatur (BEST & SHAMMAS 1979) ergibt eine sehr gute Übereinstimmung (Abb. 4.8). Dargestellt ist dort die h_{xx} -Komponente für einen Responseparameter von 5,5. Bei diesem Modell wird eine Kugel von 6 m Radius angenommen, deren Mittelpunkt sich 18 m unter dem Messniveau befindet. Der Spulenabstand beträgt 20 m. Das Maximum der IP-Kurve wird in der Literatur mit 6435 ppm und bei der OP-Kurve mit 3487 ppm angegeben und bestätigen die Richtigkeit des hier verwendeten Algorithmus.

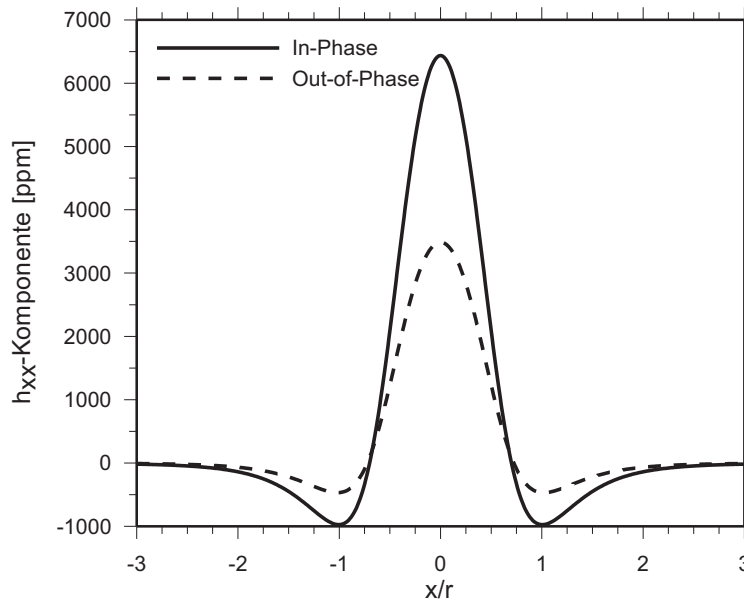


Abbildung 4.8: Kugelmodell: h_{xx} -Komponente, $z=0,9l$, $z/a=3$, $p_K^2=30$. Für das Maximum der IP-Kurve wird der Wert 6435 ppm und für die OP-Kurve 3487 ppm angegeben (LODHA & WEST 1976).

4.5 Zusammenfassung analytische Modelle

Es werden die Lösungen für vier Modelle (Vollraum-, Sandwich-, Torus- und Kugelmodell) vorgestellt, die auf analytische Ansätze beruhen. Die Modelle sind auf einfache Geometrien beschränkt, dennoch sind damit Betrachtungen möglich, um Effekte des Vollraumes zu untersuchen. Der Vorteil von diesen Modellen ist, dass sie Systemanforderungen an den Rechner gering sind und die Berechnungen schnell durchgeführt werden können. In Kapitel 5 werden die Modelle benötigt, um den numerischen Rechenalgorithmus zu überprüfen.

Für das geometrisch einfachste Modell, dem Vollraum, ist die Lösung in Kugelkoordinaten formuliert. Zusätzlich zu dem Fall, dass sich das Spulensystem in einem leitfähigen Medium befindet, wird die Lösung im Vakuum angegeben. Dies wird zur Normierung des Mess-Signals benötigt (vgl. Kap. 2).

Beim Sandwichmodell wird die Lösung für die Out-of-Phase-Komponente für ein horizontal koplanares Spulensystem abgeleitet. Es wird gezeigt, dass sich im Vergleich zum Halbraum, das Mess-Signal verdoppelt. Weiterhin wird mit dem Sandwichmodell untersucht, ab wann bei unter Tage Messungen von Halbraumbedingungen ausgegangen werden kann, d.h. ab welchem spez. Widerstand eine Schicht nicht mehr zu detektieren ist, bzw. ab welcher Entfernung der Spulen von einer leitfähigen Schicht, diese nicht mehr erfassen. Bereits ab einem spez. Widerstand von $10^4 \Omega\text{m}$ zeigt sich kein Effekt der leitfähigen Schicht auf die Messungen. Das Spulensystem ($r=20 \text{ m}$) kann eine Schicht ($\rho=10 \Omega\text{m}$) in 10 m Entfernung nicht detektieren.

Das Torusmodell wird auf Grundlage der Leiterkreistheorie hergeleitet. Es ist ein Modell für eine vertikal koaxiale Kopplung zwischen Sender und Empfänger. Der Torus ist ebenfalls vertikal koaxial angeordnet ist. Durch die besondere Geometrie ergibt sich für das Modell eine Rotationssymmetrie, die durch die Formulierung des Modells in Zylinderkoordinaten ausgenutzt wird. Die Berechnungen beruhen darauf, dass der Radius des Torus viel größer als der Radius der Spulen ist.

Das Kugelmodell ist ein 3D-Modell, bei dem die Kugel um ein Vielfaches weiter entfernt sein muss, als die anderen Geometrien (Spulenradius, Spulenabstand); d.h. die Kugel (Störkörper) besitzt einen großen Abstand zum Messniveau. Es wird ein Vergleich mit den Berechnungen aus der Literatur durchgeführt und eine gute Übereinstimmung nachgewiesen. Mit diesem Modell, können alle Komponenten (h_{xx}, h_{yy}, h_{zz}) berechnet werden.

Kapitel 5

Numerische Modelle

5.1 Numerische Lösungsansätze

Mit der Verfügbarkeit von immer leistungsfähigeren Rechnern kommen zunehmend numerische Programme zur Lösung von 3D-Problemen zur Anwendung. Numerische Lösungen benötigen umfangreiche Rechenoperationen, die gerade für 3D-Modelle eine große Rechenzeit in Anspruch nehmen. Dies wird aber toleriert, da nur mit ihnen eine Berechnung von realitätsnahen geologischen Modellen (z.B. voluminöser Störkörper, der Lauge simuliert, kombiniert mit einer Strecke) möglich ist. Dafür wird das Modellgebiet in kleinere Teilgebiete unterteilt und die jeweiligen Feldkomponenten nur noch an diskreten Stellen berechnet. Gängige Methoden, die sich unter anderem durch ihre Aufteilung des Lösungsgebietes bzw. durch ihre Berechnungsvorschrift unterscheiden, sind das Finite-Differenzen-Verfahren (FD-Verfahren), das Finite-Elemente-Verfahren (FE-Verfahren) und das Boundary-Element-Verfahren (BE-Verfahren).

Beim FD-Verfahren wird das Modellgebiet durch vertikale und horizontale Schnitte aufgeteilt, die von einem Rand des Lösungsraumes zum anderen laufen. Sie sind geradlinig, durchgängig und ihnen liegt gewöhnlich ein kartesisches Koordinatensystem zu Grunde. Auf diese Weise wird das Untersuchungsgebiet durch ein Gitter aufgeteilt. Diese Methode ersetzt den Differentialquotienten durch einen Differenzenquotienten.

Im Gegensatz dazu verwendet das FE-Verfahren Volumenelemente zur Aufteilung des Modellgebietes. Es kommen vielfältige Volumenelemente dafür in Frage, wie z.B. Tetraeder oder Würfel. Neben diesen relativ einfachen Elementen können auch welche aus einzelnen Polygonzügen zusammengesetzt werden. Damit können im Gegensatz zum FD-Verfahren gebogene Strukturen (z.B. Spulen) besser nachgebildet werden. Ein weiterer Vorteil existiert

bei starken Gradienten, z.B. in der Umgebung einer Quelle. Dort kann eine Verdichtung der Elemente präziser lokalisiert werden, ohne die Anzahl der Volumenelemente über das komplette Modellgebiet auszudehnen.

Das BE-Verfahren ist ähnlich zur FE-Methode, wobei aber nicht das komplette Untersuchungsgebiet in Volumenelemente aufgeteilt wird, sondern die Diskretisierung an der Oberfläche der zu untersuchenden Struktur durch Flächenelemente stattfindet.

5.2 Differenzenverfahren

In dieser Arbeit wird das FD-Programm "em2d3d" verwendet (NEWMAN & ALUMBAUGH 1995). Das Programm benutzt ein FD-Gitter, bei der die Diskretisierung durch eine Yee-Zelle (YEE 1966) erfolgt. Dieses staggered grid (gestaffeltes Gitter) ist so aufgebaut, dass die einzelnen \vec{H} - und \vec{E} -Komponenten räumlich und zeitlich um einen halben Gitterabstand versetzt sind (Abb. 5.1). Das \vec{E} -Feld ist mittig entlang der Kanten und das \vec{H} -Feld senkrecht im Zentrum auf den Zellenflächen definiert. Es können elektrische und magnetische Feldvektoren im Frequenzbereich von 100 Hz bis 10 MHz berechnet werden (ALUMBAUGH et al. 1996). Die Differentialgleichungen werden durch zentrale Differenzen linearisiert, wobei die Funktionswerte an den diskreten Gitterpunkten berechnet werden (Anh. C).

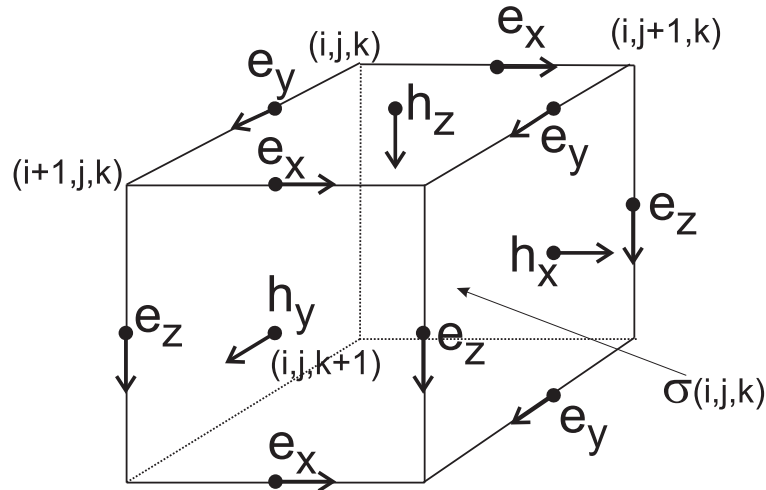


Abbildung 5.1: Yee-Zelle: Die Zelle ist so aufgebaut, dass die einzelnen \vec{H} - und \vec{E} -Komponenten räumlich und zeitlich um einen halben Gitterabstand gegeneinander versetzt sind (YEE 1966).

Ausgehend von der vektoriellen Helmholtzgleichung (3.11, 3.12) ergibt sich unter Ergänzung eines elektrischen Quellterms (\vec{J})

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) + i\omega\mu_0\sigma(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) = -i\omega\mu_0\vec{J}(\vec{r}). \quad (5.1)$$

Wegen des starken Gradienten in unmittelbarer Nähe der Quelle wird dort eine feinere Diskretisierung benötigt. Damit nimmt aber die Anzahl der Knotenpunkte stark zu und reduziert die rechenbare Modellgröße. Deswegen wird die vektorielle Helmholtzgleichung (5.1) als scattered \vec{E} -Feld (5.2) formuliert:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}_s(\vec{r}) + i\omega\mu_0\sigma(\vec{r})\vec{E}_s(\vec{r}) = -i\omega\mu_0\vec{J}_s(\vec{r}) \quad (5.2)$$

mit

$$\vec{J}_s(\vec{r}) = (\sigma(\vec{r}) - \sigma_p(\vec{r}))\vec{E}_p(\vec{r}). \quad (5.3)$$

Dabei wird der Quellterm (\vec{J}) durch einen äquivalenten Term (\vec{J}_s) ersetzt. \vec{E}_p ist ein "Hintergrundfeld" mit der Leitfähigkeit (σ_p). Es ist ein ungestörtes Feld, das separat als homogener Vollraum oder als geschichteter Vollraum berechnet wird. Das Feld der Störung (\vec{E}_s) wird anschließend mit dem Hintergrundfeld (\vec{E}_p) zum Totalfeld addiert:

$$\vec{E} = \vec{E}_s + \vec{E}_p. \quad (5.4)$$

Dadurch werden moderatere Übergänge gerade bei starken Widerstandskontrasten, wie sie zwischen trockenem Steinsalz und Laugenbereichen, bzw. von Luft zu Gestein vorhanden sind, erreicht.

Durch die Diskretisierung ergibt sich ein lineares Gleichungssystem:

$$\overline{\overline{A}}\vec{f} = \vec{s} \quad (5.5)$$

Dabei ist $\overline{\overline{A}}$ (stiffness matrix) eine komplex symmetrische Matrix, \vec{f} ist der scattered Feldvektor und \vec{s} der äquivalente Quellvektor.

Die Lösung erfolgt mit der Quasi-Minimum-Residual-Methode (QMR) iterativ. Die QMR-Methode ist eine vorkonditionierte Krylov-Unterraum-Technik, bei der eine Jacobi-Skalierung durchgeführt wird. Sie wird für alle Iterationsschritte nur einmal berechnet, beschleunigt die Konvergenz und liefert Stabilität (NEWMAN & ALUMBAUGH 1995, ALUMBAUGH et al. 1996).

5.3 Vergleich mit analytischen Lösungen

5.3.1 Rechengenauigkeit und -geschwindigkeit

Die numerische Berechnung ist im Gegensatz zur analytischen Lösung nicht exakt. Dafür gibt es hauptsächlich folgende Ursachen: Die Differentialgleichungen müssen durch Differenzengleichungen approximiert werden; es erfolgt eine Linearisierung durch zentrale Differenzen. Ferner wird das Gleichungssystem iterativ gelöst, und die Iteration wird nach dem Erreichen eines Abbruchkriteriums beendet. Weiterhin werden Randbedingungen eingeführt, die notwendig sind, um die Berechnung auf ein künstliches Modellgebiet zu reduzieren (vgl. Kap. 3.2.3). Durch eine Veränderung des Modellierungsansatzes, kann die Genauigkeit verbessert werden, z.B. kann durch die Berücksichtigung höherer Terme bei der Linearisierung des Gleichungssystems das Restglied vermindert werden. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, durch eine feinere Diskretisierung den Differentialquotienten besser zu approximieren.

Mit Hilfe der Methoden der numerischen Mathematik kann die Genauigkeit der Verfahren und der Fehler zwischen numerischer und analytischer Lösung bestimmt werden. Allerdings ist der mathematische Aufwand sehr umfangreich. Eine einfache Bewertung kann durch einen Vergleich mit analytischen Modellen vollzogen werden. Es bietet sich der homogene sowie der geschichtete Vollraum an (vgl. Kap. 4). Nach der Verifizierung der numerischen Berechnung, dienen die einfachen Modelle als Basis für realistischere Modelle. So kann z.B. das 3-Schichtmodell durch die Hinzunahme von seitlichen Begrenzungsflächen zu einem Streckenmodell entwickelt werden (vgl. Kap. 6).

Die berechenbare Modellgröße wird maßgeblich durch die Größe des Hauptspeichers des Rechners bestimmt. Der für diese Arbeit zur Verfügung stehende Pentiumrechner hat einen Hauptspeicher von 1,5 Gigabyte. Das ist ausreichend, um ein 70x70x70-Gitter zu berechnen. Die CPU des Rechners verfügt über eine Taktfrequenz von 1,8 GHz. Zur Berechnung von 10000 Iterationen eines Modells mit der Gittergröße 70x70x70 benötigt er 215 min, d.h. ca. 3,5 h. Diese Zeit gilt für einen Messpunkt von einer Konfiguration und einer Frequenz. Für die Modellierung eines Profils mit 19 Profilpositionen, für eine Konfiguration und 4 Frequenzen (z.B. wie in Abb. 6.9), sind bei durchschnittlich ungefähr 3000 Iterationen pro Profilpunkt ca. 96 h, d.h. 4 Tage, anzusetzen.

5.3.2 Vollraum

Das einfachste Modell ist der homogene Vollraum. Es wird ein spez. Widerstand von $50 \Omega\text{m}$ verwendet. Der Spulenabstand beträgt 20 m. Das Modellgebiet hat eine Größe von -750 m bis +750 m und wird durch ein symmetrisches Gitter mit $69 \times 69 \times 69$ Punkten diskretisiert (Tab. 5.1). Bei diesem Modell ist es möglich, das Hintergrundfeld als homogenen Vollraum oder als ein 1D-Hintergrundfeld anzusetzen (vgl. Kap. 3.2). Zwischen der analytischen

Tabelle 5.1: Die Diskretisierung des Gitters am Beispiel des Vollraummodells. Das Gitter ist in allen drei Raumrichtungen (x, y, z) gleich diskretisiert, die Gittergröße beträgt: $69 \times 69 \times 69$.

Bereich	Gitterabstand Δ
-750 m bis -200 m	50 m
-200 m bis -100 m	25 m
-100 m bis -50 m	12,5 m
-50 m bis -25 m	5 m
-25 m bis 25 m	2,5 m
25 m bis 50 m	5 m
50 m bis 100 m	12,5 m
100 m bis 200 m	25 m
200 m bis 750 m	50 m

Berechnung und der Berechnung mit Vorgabe eines 1D-Hintergrundfeldes (vgl. Kap. 3.2), ist im %-Bereich eine völlige Übereinstimmung feststellbar. Bei den Modellierungen ohne eines 1D-Hintergrundfeldes sind geringe Abweichungen vorhanden, die für Rechnungen unter 28 kHz geringer als 1 Prozentpunkt sind. Für die drei höchsten Frequenzen ist die Abweichung in der IP-Komponente bedeutend größer als bei der OP-Komponente, über 3 % liegt sie aber nie (Tab. 5.2) und damit immer unter dem praktisch zu erwartenden Messrauschen. Es wäre möglich, die Genauigkeit weiter zu verbessern, dies wird hier aber nicht explizit gezeigt.

In Abbildung 5.2 ist die IP- und OP-Komponente im Frequenzbereich von 100 Hz bis 100 kHz, bzw. mit dem entsprechenden Responseparameter

Tabelle 5.2: Vergleich zwischen analytischem (ana) und numerischen (num) Vollraummodell (spez. Widerstand: 50 Ω m, Spulenabstand: 20 m): eingetragen für die Frequenz bzw. für den Responseparameter (p_v) die jeweilige IP-Komponente (IP) und OP-Komponente (OP). Für die numerischen Berechnungen ist ein homogenes Hintergrundfeld (mittlere Spalte) und ein geschichtetes Hintergrundfeld (1D) (rechte Spalte) angesetzt .

f [Hz]	p_v	Vollraum (ana)		Vollraum (num)		Vollraum (num) 1D	
		IP [%]	OP [%]	IP [%]	OP [%]	IP [%]	OP [%]
100	0,08	0,0	0,3	0,0	0,3	0,0	0,3
440	0,17	0,2	1,2	0,2	1,2	0,2	1,1
880	0,24	0,5	2,2	0,5	2,2	0,5	2,1
1000	0,25	0,6	2,4	0,6	2,4	0,6	2,3
3520	0,47	3,3	6,4	3,3	6,4	3,2	6,1
7040	0,67	7,8	9,2	7,8	9,2	7,6	8,8
10000	0,79	11,6	10,1	11,6	10,1	11,4	9,5
14080	0,94	16,6	9,9	16,6	9,9	16,2	9,0
28160	1,33	30,2	1,0	30,2	1,0	29,0	-0,2
56320	1,89	39,7	-29,5	39,7	-29,5	37,3	-30,1
100000	2,51	24,4	-74,0	24,4	-74,0	21,7	-73,1

$$p_v = \sqrt{\mu\omega\sigma} \cdot r, \text{ dargestellt.}$$

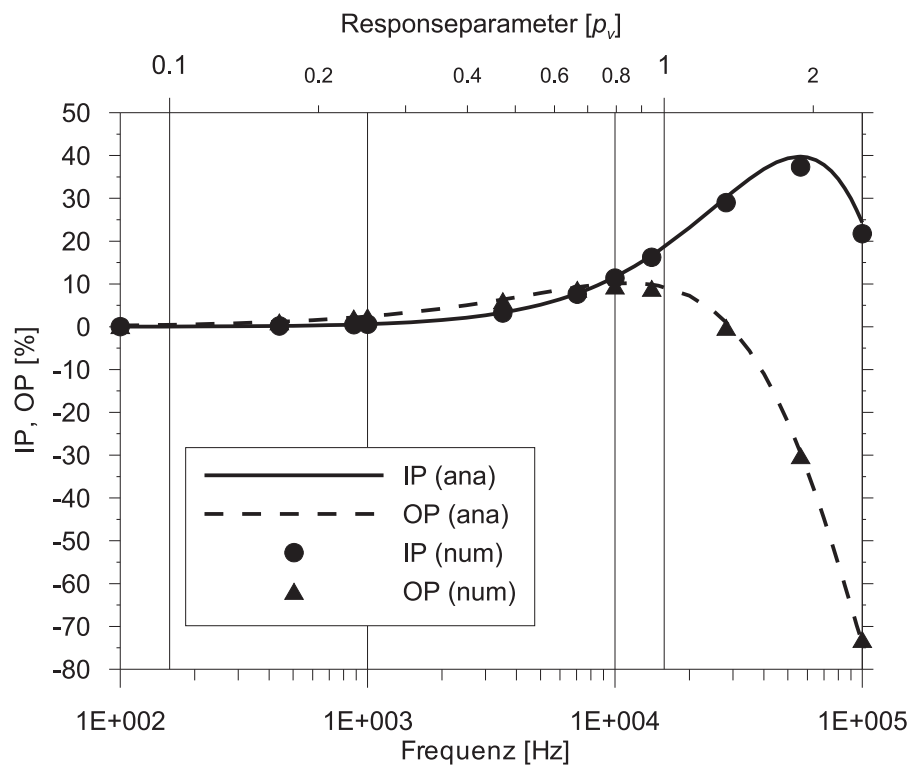


Abbildung 5.2: Vergleich zwischen analytischer und numerischer Vollraumkurve, IP- und OP-Komponente versus Frequenz- bzw. Responseparameter ($\rho=50 \Omega\text{m}$, $r=20 \text{ m}$).

5.3.3 Sandwichmodell

In der mittleren Schicht befinden sich Sender und Empfänger in einem Abstand von 20 m (vgl. Abb. 4.1). Diese Schicht hat eine Höhe von 5 m. Sie hat einen spez. Widerstand von $10^8 \Omega\text{m}$ (Luft), die beiden anderen Schichten von jeweils $50 \Omega\text{m}$. Die Spulen sind horizontal koplanar und zentral in der mittleren Schicht angeordnet. Die numerischen Berechnungen ohne die Vorgabe mit 1D-Hintergrundfeld sind in Tabelle 5.3 den analytischen Werten gegenübergestellt. Die Abweichungen liegen alle unter 1 Prozentpunkt, sind also praktisch identisch (Abb. 5.3).

Tabelle 5.3: Vergleich zwischen analytischem (ana) und numerischen (num) doppeltem Schichtmodell, eingetragen ist die Frequenz bzw. der Responseparameter (p_v) gegen die jeweiligen IP-Komponente sowie die OP-Komponente. Für die numerischen Berechnungen ist ein homogenes Hintergrundfeld angesetzt (spez. Widerstand: $50 \Omega\text{m}$, Spulenabstand: 20 m, Schichthöhe: 5 m).

f [Hz]	p_v	Schicht (ana)		Schicht (num)	
		IP [%]	OP [%]	IP [%]	OP [%]
100	0,08	0.0	0.3	0,0	0,3
440	0,17	0.2	1.1	0,2	1,1
880	0,24	0.5	2.1	0,5	2,1
1000	0,25	0.6	2.4	0,5	2,3
3520	0,47	2.8	6.5	2,9	6,5
7040	0,67	6.5	9.8	6,4	10,0
10000	0,79	9.7	11.6	9,6	11,7
14080	0,94	13.6	12,7	13,3	13,0
28160	1,33	25.2	11.6	25,2	11,5
56320	1,89	38.2	-1.8	37,9	-2,2
100000	2,51	41.0	-26.7	40,2	-27,0

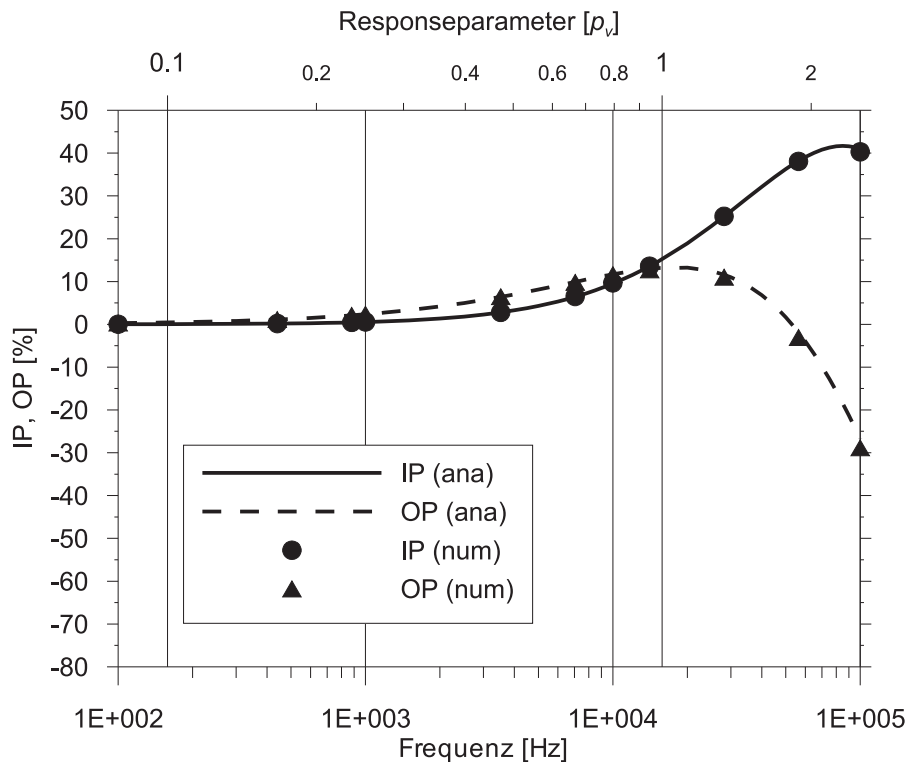


Abbildung 5.3: Vergleich zwischen analytischem und numerischem Sandwichmodell, IP- und OP-Komponente versus Frequenz bzw. Responseparameter ($\rho=50 \Omega\text{m}$, $r=20 \text{ m}$, $H=5 \text{ m}$).

5.3.4 Torusmodell

Ein direkter Vergleich zwischen einem analytisch berechneten Torus und einem numerischen wurde nicht durchgeführt. Der Herleitung des Modells liegt die Annahme zu Grunde, dass der Radius des Torus sehr viel größer als der Radius der Spulen ist. Dadurch müsste ein großes Modellgebiet gewählt werden. Zusätzlich wird eine sehr feine Diskretisierung benötigt, um den Torus mit einem Finite-Differenzen-Gitter zu konstruieren. Das war mit den zur Verfügung stehenden Rechnern nicht zu leisten.

5.3.5 Kugelmodell

Die vorgestellte analytische Lösung beruht unter anderem darauf, dass die leitfähige Kugel weit vom Spulensystem entfernt ist. Weiterhin kann die gekrümmte Kugeloberfläche nur näherungsweise durch ein geradliniges Gitter

dargestellt werden. Die Anzahl der Knotenpunkte, die durch ein solches Gitter entstehen würde, wäre zu groß. Eine Berechnung konnte mit den zur Verfügung stehenden Rechnern nicht bewältigt werden. Für zukünftige Vergleiche, wenn genügend Rechnerkapazitäten zur Verfügung stehen, ist es aber ein wichtiges Vergleichsmodell, denn als analytische 3D-Lösung können alle Komponenten und Konfigurationen berechnet werden.

5.4 Zusammenfassung numerische Modelle

Für eine Validierung des numerischen Algorithmus des 3D-Finite-Differenzen-Programms können das Vollraum- und das Schichtmodell (s. Kap. 4) verwendet werden.

Das Vollraummodell zeigt, dass es dabei nicht entscheidend ist, ob das zur Berechnung notwendige Hintergrundfeld mit einem homogenen Widerstandswert oder mit einer geschichteten Widerstandsverteilung angesetzt wird. Die Abweichungen zwischen analytischem Vollraummodell und dem numerischen, das mit einem 1D-Hintergrundfeld (N-Schichtfall) ist identisch. Bei der Vorgabe durch ein homogenes Hintergrundfeld liegt der Unterschied im untersuchten Frequenzbereich bei weniger als 3 Prozentpunkte. Im Folgenden wird mit einem homogenen Hintergrundfeld gerechnet, denn damit ist die größte Flexibilität bei den Modellen vorhanden. Das Schichtmodell zeigt ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung.

Torus- und Kugelmodell konnten für einen direkten Vergleich nicht verwendet werden. Da gekrümmte Strukturen (Ringstruktur beim Torus, Kugeloberfläche) durch das geradlinige Finite-Differenzen-Gitter nur angenähert dargestellt werden können. Die geometrische Anpassung kann zwar durch eine feine Diskretisierung verbessert werden, aber dadurch wird die Anzahl der Knotenpunkte des Gitters stark erhöht. Mit einem maximalen Gitter der Größe 70x70x70 ist eine Modellerstellung nicht möglich.

Weitere Vergleiche mit einem 3-Schichtfall bzw. mit einem analogen Trogmodell werden in Kapitel 6.2.3 bzw. Kapitel 6.2.4 gezeigt.

Kapitel 6

Modellszenarien

Die Interpretation von untertägigen elektromagnetischen Messungen wird in der Literatur kaum behandelt. Die bekannten analytischen Lösungen sind immer an einfache Geometrien (s. Kap. 4) gebunden. Mit der Entwicklung leistungsfähiger Rechner ist es möglich geworden, kompliziertere Modelle numerisch zu berechnen. Dazu wird das in Kapitel 3.2 vorgestellte Programm "em2d3d" verwendet. Damit werden Berechnungen für 3D-Modelle im Vollraum durchgeführt, die für eine Interpretation von Messkurven als Vorlage dienen. Mit diesen Berechnungen werden die wichtigsten Effekte, die unter Tage zu erwarten sind, beispielhaft untersucht und dargestellt.

Um die Modellvielfalt einzuschränken, wird eine systematische Auswahl getroffen. Aufbauend auf dem in Kapitel 4 vorgestelltem Sandwichmodell werden Strecken zur Untersuchung des Stoß-Effektes modelliert. Neben den einfachen Strecken wird auch der Einfluss von einmündenden Querstrecken und Streckenkreuzen abgeschätzt. Anschließend erfolgt eine Simulation von Laugenreservoirs. Dafür wird ein Basismodell konstruiert, bei dem ein würfelförmiger Störkörper mit einem spez. Widerstand von $1 \Omega\text{m}$ angenommen wird. Es werden die Modellparameter wie die Geometrie des Modellkörpers, der Sender-Empfänger-Abstand, der Abstand des Modellkörpers zum Messniveau, die Messfrequenz und der spez. Widerstand des Modellkörpers verändert. Das Modell des Laugenreservoirs wird durch das Modell einer feuchten Sohle ergänzt, um dessen Einfluss zu untersuchen.

Bei allen Berechnungen werden die Spulen durch einen vertikalen magnetischen (VMD) bzw. durch einen horizontalen magnetischen Dipol (HMD) angenähert (s. Kap. 4). Der Schwerpunkt liegt auf der Berechnung der horizontal koplanaren Spulenkonfiguration (h_{zz}). Die Modellierungen werden in der Regel für eine Frequenz von 10 kHz durchgeführt, womit ein Vergleich mit gemessenen Kurven möglich wird, da bei dieser Frequenz deutliche Anomalien gemessen worden sind (vgl. Kap. 7). Von Wiederholungsmessungen

entlang eines Messprofils ist bekannt, dass der Rauschpegel bei MaxMin-Messungen bei 3% in der IP-Komponente und bei 5% in der OP-Komponente liegt, d.h. Effekte von Störkörpern sind nur dann in den Messdaten zu erkennen, wenn deren Amplitude über dem jeweiligen Rauschen liegt. Für die folgenden Modellierungen wird für die IP- und die OP-Komponente eine gemeinsame Detektionsgrenze von 3% festgelegt.

6.1 Strecken

Die einfachste Geometrie unter Tage ist eine einzelne Strecke (Abb. 6.1). Neben dem Modell der einfachen Strecke werden zusätzlich zwei weitere Modelle betrachtet: eine einfache Streckeneinmündung (Abb. 6.3) und ein Streckenkreuz (Abb. 6.4). Bei allen Strecken wird ein quadratischer Querschnitt von 5 m x 5 m angenommen. Die Modellierungen werden für einen \overline{SE} -Abstand von 20 m durchgeführt, wobei das Spulensystem sich zentral mittig in der Strecke befindet. Es werden die h_{xx} -, h_{yy} -, h_{zz} -Komponenten berechnet. Für die Stoß- bzw. Streckenuntersuchungen wird für das die Strecke umgebende Salzgestein ein spez. Widerstand von 50 Ωm angenommen. Der spez. Widerstand der Strecke selbst wird mit $10^8 \Omega\text{m}$ festgelegt.

6.1.1 Einfluss des seitlichen Stoßes

Beim einfachen Streckenmodell ist es möglich, mehrere frei wählbare Größen wie \overline{SE} -Abstand, Frequenz und spez. Widerstand zu einem Responseparameter (p_v) zusammenzufassen. Danach werden IP- und OP-Komponente in einem Argand-Diagramm (vgl. Kap. 4.2.1) dargestellt. Die Berechnung erfolgt so, dass der Sender örtlich konstant gehalten wird. Das hat den Vorteil, dass die Diskretisierung des Gitters an der Position des Senders für alle Berechnungen beibehalten werden kann. Durch Veränderung des \overline{SE} -Abstandes (r) wird der Responseparameter (p_v)(2.1) variiert.

In Abbildung 6.2 ist die h_{zz} -, die h_{xx} - und die h_{yy} -Komponente eingetragen. Ergänzt wird die Abbildung durch die analytisch berechnete h_{zz} -Vollraumkurve. Die h_{xx} -Kurve beschränkt sich auf den III. und II. Quadranten. Da sich die Dipole symmetrisch mittig in der Strecke befinden, ist die h_{yy} - identisch zur h_{zz} -Komponente. Die geringen Unterschiede zwischen beiden Kurven ist durch eine unterschiedliche Diskretisierung in z- bzw. in y-Richtung begründet. Die Betrachtungen konzentrieren sich auf die h_{zz} -Komponente, da sie in der Praxis am häufigsten gemessen wird. Das Ergebnis für die h_{zz} -Komponente über den gesamten Umfang des Responseparameters wurde bereits in Abbildung 4.2 in Ergänzung zum Halbraum-, Vollraum- und

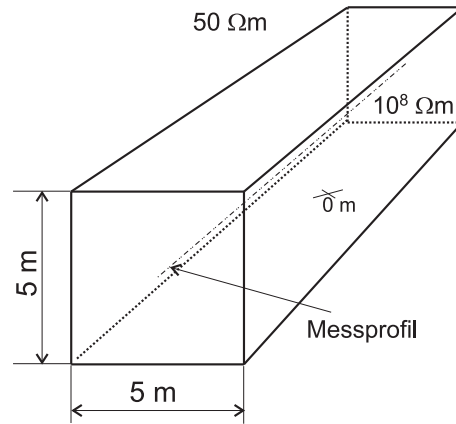


Abbildung 6.1: Streckenmodell: Die Strecke mit einem spez. Widerstand von $10^8 \Omega\text{m}$ wird von einem homogenen Vollraum mit $50 \Omega\text{m}$ umgeben. Das Messprofil befindet sich zentral mittig in der Strecke. Streckenquerschnitt: $5 \text{ m} \times 5 \text{ m}$.

dem Sandwichmodell vorgestellt und dort diskutiert.

Die Modellkurven der koplanaren Anordnungen (h_{yy}, h_{zz}) besitzen im Vergleich zu den anderen Modellkurven im I. Quadranten den größten Radius (Abb. 6.2). Dem maximalen Wert in der OP-Komponente im I. Quadranten entspricht einem p_v von 0,9. Bei einem $p_v \approx 1,5$ erfolgt der Wechsel vom I. in den IV. Quadranten. Bei einem größeren Responseparameter ($p_v > 3,0$) (III. und II. Quadranten) nähert sich die Kurve der Vollraumkurve und kann durch deren analytischen Lösung vollständig beschrieben werden. Der Effekt des Stoßes ist nicht mehr zu erkennen. Bei einer Messfrequenz von 10 kHz wird ein p_v von 3,0 entweder durch einen großen \overline{SE} -Abstand oder durch einen niedrigen spez. Widerstand erreicht. Der Responseparameter $p_v = 3,0$ entspricht dabei folgenden Parametern (in Klammer: $p_v = 1,5$):

- variabler spez. Widerstand
 \overline{SE} -Abstand 20 m, $f = 10 \text{ kHz}$, $\rho = 3,5 \Omega\text{m}$ (14 Ωm)
- variabler Spulenabstand
 $\rho = 50 \Omega\text{m}$, $f = 10 \text{ kHz}$, \overline{SE} -Abstand = 75 m (38 m)

Mit größer werdendem Spulenabstand wird der Einfluss der Mess-Strecke im Vergleich zu dem die Strecke umgebenden Medium immer geringer, weshalb die Strecken- und die Vollraumkurve zusammenfallen.

Wird ein Umgebungswiderstand von $10^4 \Omega\text{m}$ angenommen, was im Salinar nicht ungewöhnlich ist, dann beträgt der Responseparameter (Frequenz

= 10 kHz, Spulenabstand = 20 m) $p_v = 0,1$. Das entspricht einer Position am Anfang der Kurve, in dem Bereich, in dem die h_{zz} -Vollraumkurve noch nicht von den h_{yy} - und h_{zz} -Kurven getrennt ist. Die Streckenkurve ist quasi deckungsgleich zur Vollraumkurve und der Einfluss der Strecke kann vernachlässigt werden.

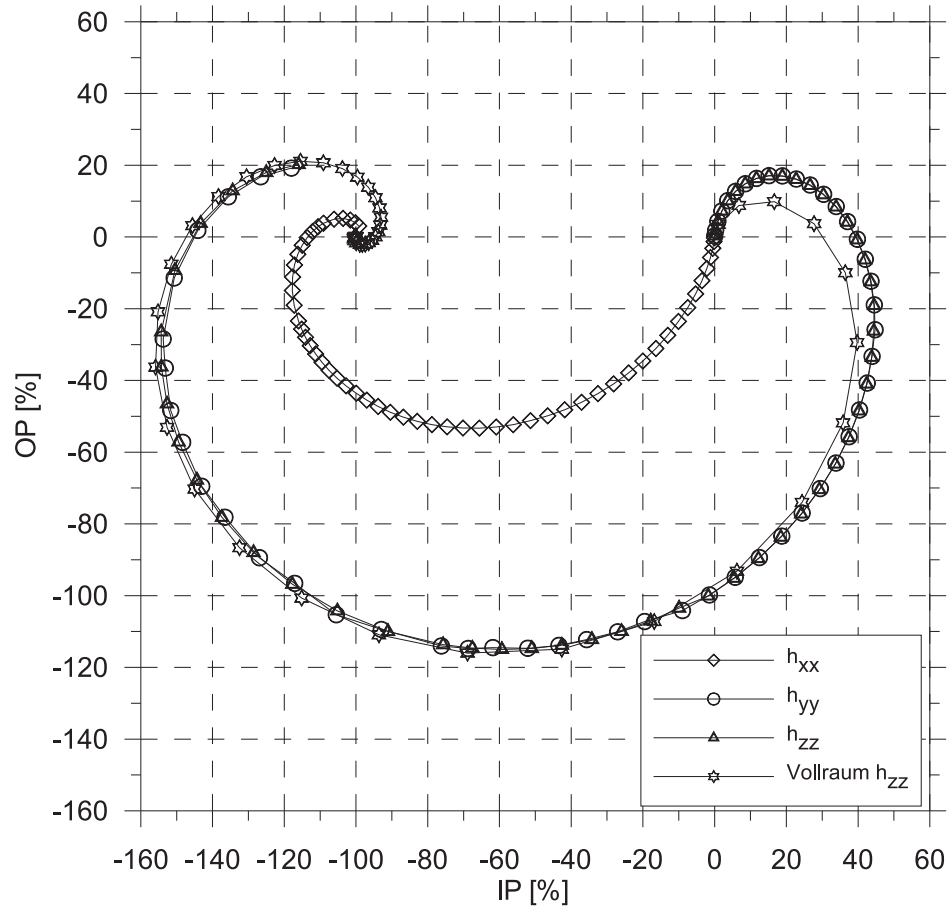


Abbildung 6.2: Argand-Diagramm für eine Strecke im homogenen Vollraum mit $50 \Omega\text{m}$. Streckenquerschnitt: $5 \text{ m} \times 5 \text{ m}$. Das Spulensystem befindet sich mittig in der Strecke, dargestellt ist die h_{xx} -, die h_{yy} - und die h_{zz} -Komponente sowie die h_{zz} -Komponente im Vollraum.

6.1.2 Einfluss von Querstrecken

Das Einmünden einer Querstrecke in die Mess-Strecke ist häufig anzutreffen. Dabei kann der Einmündungsbereich während der Messung selten umgangen werden, weshalb der von ihr hervorgerufene Effekt untersucht werden soll.

Es werden die Berechnungen für eine Querstrecke (Abb. 6.3) und für ein Streckenkreuz (Abb. 6.4) durchgeführt, wobei sich der Einmündungsbereich jeweils bei 0 m befindet. Die Berechnungen werden für 4 Frequenzen (5 kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz) für den Bereich von -40 m bis +40 m durchgeführt.

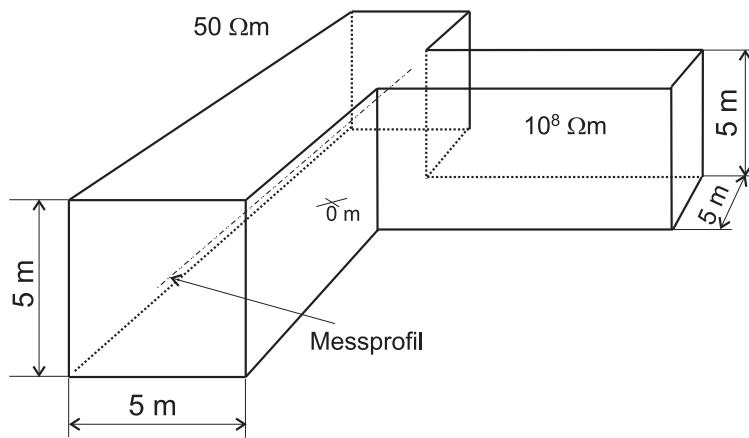


Abbildung 6.3: Querstrecke ($10^8 \Omega\text{m}$) in einem homogenen Vollraum mit $50 \Omega\text{m}$. Das Messprofil befindet sich zentral mittig in der Strecke, die Querstrecke mit dem gleichen geometrischen Querschnitt läuft senkrecht in die Hauptstrecke; Streckenquerschnitt: 5 m x 5 m.

In Tabelle 6.1 ist die Differenz zwischen -40 m (kein Einfluss der Querstrecke bzw. des Streckenkreuzes) und 0 m (maximal zu erwartender Einfluss) angegeben. Es ist ein Faktor 2 zwischen beiden Modellen bei allen drei Komponenten und allen betrachteten Frequenzen zu erkennen. Deshalb wird im Folgenden nur das Streckenkreuzmodell diskutiert. In den Abbildungen 6.5, 6.6 und 6.7 ist der Effekt, hervorgerufen durch das Streckenkreuz, dargestellt.

Die Modellkurven sind symmetrisch, so dass Real- und Imaginärteil in einer einzigen Abbildung zusammengefasst werden. Die berechneten Werte an positiv und negativ gleichen Profilpositionen werden gemittelt dargestellt. Auf der linken Seite der jeweiligen Abbildung befindet sich die IP- und auf der rechten Seite die OP-Komponente.

Exemplarisch wird die 10 kHz-Frequenz betrachtet. Bei der vertikal koaxialen Anordnung (h_{xx}) sind die seitlichen Strecken nicht zu erkennen. Die

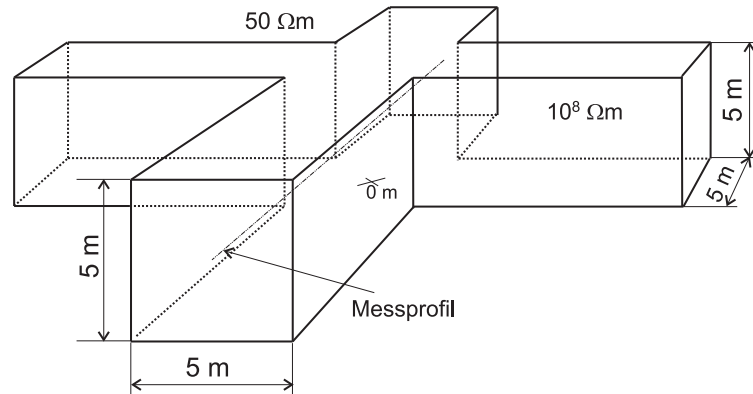


Abbildung 6.4: Streckenkreuz ($10^8 \Omega\text{m}$) in einem homogenen Vollraum mit $50 \Omega\text{m}$. Das Messprofil befindet sich zentral mittig in der Strecke, die Querstrecke kreuzt die Mess-Strecke senkrecht; Streckenquerschnitt: $5 \text{ m} \times 5 \text{ m}$.

Amplituden der IP- und der OP-Komponente liegen unter dem Messrauschen von 3%. Der größte Response ist in der OP-Komponente, bei der vertikal koplanaren Anordnung (h_{yy}) vorhanden. Die durch die Strecke hervorgerufene Anomalie liegt in einer Größenordnung von 7,5% (Differenz zwischen Minimum 15% und Maximum 22,5%). Der Einfluss der Querstrecke auf das Spulensystem bei horizontal koplanarer Anordnung (h_{zz}) ist wieder geringer. Dieser liegt bei ca. 2% und ist nicht detektierbar.

Eine Querstrecke bildet sich dann in den Messungen gut ab, wenn der magnetische Dipol parallel oder antiparallel zur einmündenden Strecke liegt. Dies ist bei der vertikalen koplanaren Anordnung (h_{yy}) der Fall. Bei den beiden anderen Konfigurationen (h_{xx} , h_{zz}) ist der Effekt weniger ausgeprägt. Der gewählte spez. Umgebungswiderstand von $50 \Omega\text{m}$ ist für Salzgestein gering. Im Salinar ist mit weitaus höheren spez. Widerständen zu rechnen, weshalb der Effekt noch geringer ausfallen wird (vgl. Messkurven bei 5 kHz). Es ist deshalb zu erwarten, dass Querstrecken, unabhängig von der verwendeten Spulenkonfiguration einen vernachlässigbaren Einfluss haben. Bei den folgenden Modellierungen werden deshalb querende Strecken als auch der Stoß nicht berücksichtigt.

Tabelle 6.1: Differenz zwischen Querstrecken- und Streckenkreuzmodell. Es ist die Differenz zwischen -40 m (kein Einfluss der Querstrecke) und 0 m (zentraler Bereich) angegeben (Werte in %).

		5 kHz		10 kHz		30 kHz		50 kHz	
		IP	OP	IP	OP	IP	OP	IP	OP
h_{xx}	quer	0,0	-0,2	-0,1	-0,4	-0,5	-0,8	-1,0	-0,9
	kreuz	-0,1	-0,4	-0,2	-0,7	-1,1	-1,5	-2,0	-1,6
h_{yy}	quer	-0,1	-1,3	-0,4	-2,5	-2,3	-6,5	-4,8	-9,2
	kreuz	-0,2	-2,7	-0,7	-5,2	-4,3	-13,5	-9,4	-19,6
h_{zz}	quer	0,0	0,3	0,1	0,5	0,5	1,2	1,1	1,6
	kreuz	0,1	0,6	0,2	1,0	1,2	2,4	2,3	3,1

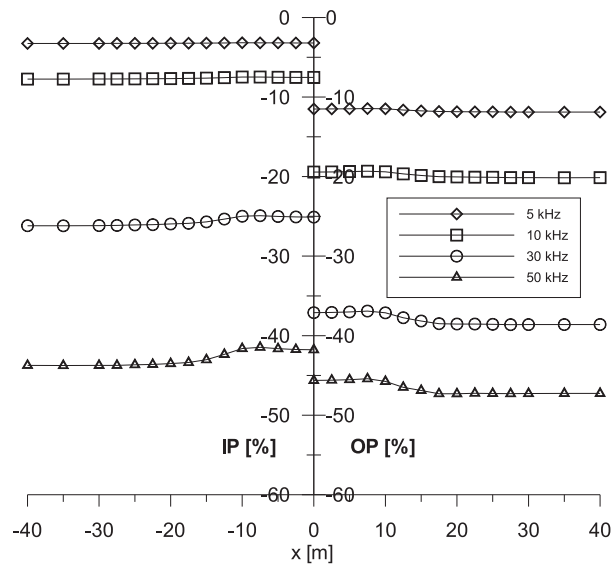


Abbildung 6.5: Modellierung des Streckenkreuzes, (Geometrie s. Abb. 6.4), h_{xx} -Komponente, $r=20$ m, $\rho=50$ Ω m, $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz, IP (links) und OP (rechts).

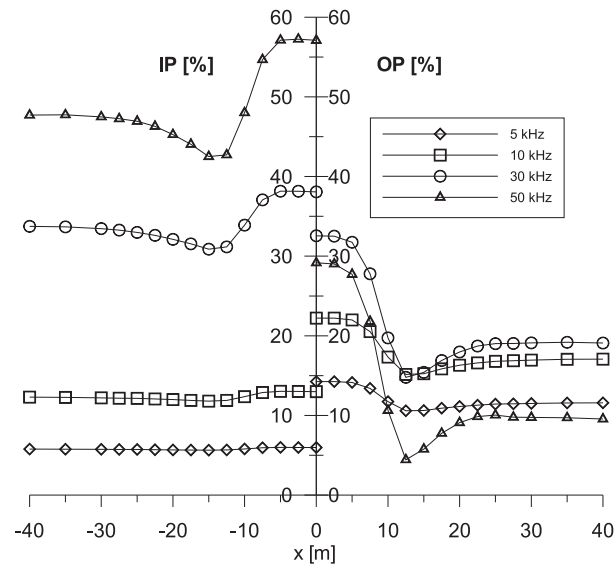


Abbildung 6.6: Modellierung des Streckenkreuzes, (Geometrie s. Abb. 6.4), h_{yy} -Komponente, $r=20$ m, $\rho=50$ Ω m, $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz, IP (links) und OP (rechts).

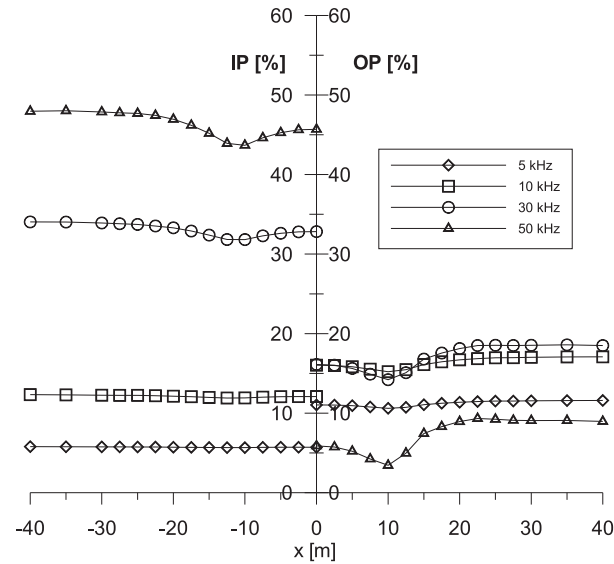


Abbildung 6.7: Modellierung des Streckenkreuzes, (Geometrie s. Abb. 6.4), h_{zz} -Komponente, $r=20$ m, $\rho=50$ Ω m, $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz, IP (links) und OP (rechts).

6.2 Störkörper

Mit den folgenden Modellierungen wird die Möglichkeit untersucht, wie sich ein Laugenkörper in den Messungen abbildet. Dabei wird von einem Störkörper ausgegangen, der eine *scharfe* Grenze zum umgebenden Medium besitzt. Ausgehend von einem Basismodell mit einem Würfel als Störkörper (50 m Kantenlänge) wird die Geometrie des Körpers (Breite, Höhe) verändert. In weiteren Modellen werden die anderen Parameter wie der spez. Widerstand (ρ), die Frequenz (f) sowie der Abstand des Modellkörpers variiert. Da sich das Spulensystem unter dem Störkörper befindet und es demzufolge maximal mit ihm gekoppelt ist, wird für die h_{zz} -Komponente die größte Amplitude erwartet. Deswegen erfolgt die Berechnung der h_{zz} -Komponente standardmäßig.

Einen repräsentativen spez. Widerstandswert für einen Laugenkörper anzugeben ist schwierig. Lauge kann als Porenfluid das Salzgestein wie Wasser einen Schwamm durchfeuchten. Mit bekannten petrophysikalischen Parametern wie spez. Widerstand von Lauge (0,035 Ωm), Porosität (ca. 1%) und Annahme von Vollsättigung kann mit dem Archie-Gesetz (ARCHIE 1942) ein Zusammenhang zwischen Wassergehalt und spez. Widerstand abgeleitet werden (YARAMANCI 1994, KESSELS et al. 1985). Theoretisch sind damit Widerstandswerte von wenigen 10er Ωm denkbar.

Laugenreservoirs können sich aber auch durch Wegsamkeiten zwischen Schichtgrenzen, bzw. generell durch Klüfte oder Kluftsysteme ausbilden. Solche offenen Systeme wurden z.B. von STRUENSEE (2000) beobachtet. Laugenkörper befinden sich z.B. bevorzugt innerhalb bzw. an den Grenzen des Hauptanhydrits (A3) der Aller-Serie, damit in unmittelbarer Nähe der Messstrecke (vgl. Anh. D). Dieser ist häufig stark geklüftet und eine Ableitung mit dem Archie-Gesetz ist unter diesen Bedingungen nicht gültig. Es sind spez. Widerstände bis in den Bereich von 1 Ωm möglich. Bei den Untersuchungen zur Simulation eines Laugenkörpers werden spez. Widerstände für den Störkörper zwischen 0,1 Ωm und 50 Ωm angesetzt. Der Schwerpunkt liegt auf der Verwendung von 1 Ωm .

Einen guten praktischen Überblick über die Variation der elektrischen Parameter geben die Untersuchungen an Bohrkernproben, wie z.B. der Tiefbohrung Gorleben 1003, die in NICKEL (1991) dokumentiert ist. Der im Labor bestimmte spez. Widerstand wird in einem Bereich von 30 Ωm bis 10^{13} Ωm angegeben.

6.2.1 Würfel als Basismodell

Die Studien werden mit einem Störkörper mit der geometrischen Form eines Würfels mit einer Kantenlänge von 50 m (Abb. 6.8) durchgeführt. In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass eine Schicht mit einem spez. Widerstand von $> 10^4 \Omega\text{m}$ mit dem elektromagnetischen Induktionsverfahren nicht zu detektieren ist. Deshalb wird dieser spez. Widerstand als Luftwiderstand in den Modellen verwendet. Damit ist der Widerstandscontrast zwischen Störkörper und Umgebung im Gegensatz zu den Streckenuntersuchungen (Strecke: $10^8 \Omega\text{m}$ zu $50 \Omega\text{m}$) geringer, was sich für die numerischen Berechnungen günstiger auswirkt. Der Modellkörper befindet sich 2,5 m über dem Messprofil und der Spulenabstand beträgt 20 m. Dieses Modell wird im Folgenden als Basismodell bezeichnet. Wegen den zahlreichen frei wählbaren Parametern für die Modellierungen, wird jeweils ein Wert variiert und die anderen konstant gehalten.

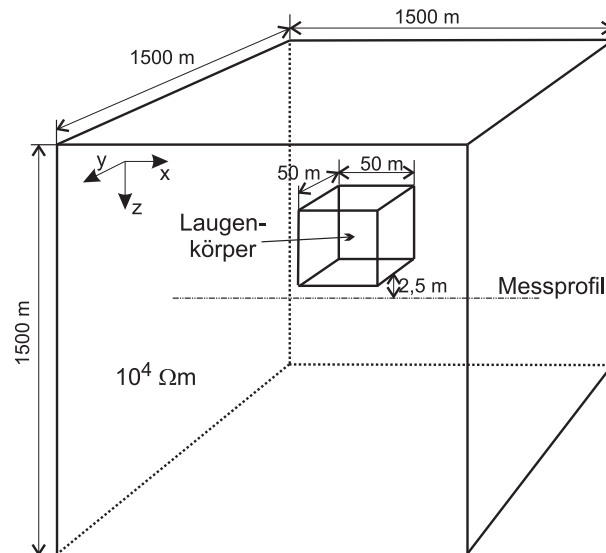


Abbildung 6.8: Basismodell: Der Modellkörper, der den Laugenbereich simuliert, ist ein Würfel mit einer Kantenlänge von 50 m (spez. Widerstand: $1 \Omega\text{m}$; Umgebungswiderstand: $10^4 \Omega\text{m}$). Der Abstand des Messprofils zum Modellkörper beträgt 2,5 m, welches mittig unter dem Körper liegt.

In den Abbildungen 6.9, 6.10 und 6.11 sind die Berechnungen der h_{xx} -, h_{yy} - und der h_{zz} -Komponente für 4 Frequenzen (5 kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz) dargestellt. Die horizontale Ausdehnung des Modellkörpers reicht von -25 m bis +25 m und ist in den Abbildungen gekennzeichnet. Dabei wird für den Modellkörper ein spez. Widerstand von $1 \Omega\text{m}$ gewählt.

Für eine Beschreibung der Modellkurven wird hauptsächlich der qualitative Kurvenverlauf, die Amplitude von IP- und OP-Komponente bei 0 m und die Frequenzabhängigkeit betrachtet. Diese Merkmale werden für einen Vergleich zwischen den Modellen verwendet. Da das Basismodell als Referenzmodell dient, werden seine Effekte im Folgenden eingehend beschrieben.

Bei der h_{xx} -Komponente liegt an Position 0 m ein Minimum, das seitlich jeweils von einem lokalen Maximum bei ± 20 m abgegrenzt wird (Abb. 6.9). Die Amplituden der IP-Komponente nehmen mit der Frequenz im Bereich von 25% (5 kHz-Kurve) bis 80% (50 kHz-Kurve) zu.

In der OP-Komponente wird die Amplitude an der Position 0 m, ab der 10 kHz-Kurve mit 36%, bis zur Frequenz 50 kHz mit 15% geringer. Die 5 kHz-Kurve liegt bei 35%. Alle Werte an der Position 0 m liegen im I. Quadranten eines Argand-Diagramms.

Der Realteil der h_{yy} -Komponente besitzt am Profilmittelpunkt ein ausgeprägtes Maximum mit steil abfallenden Flanken (Abb. 6.10). Mit zunehmender Frequenz nimmt die Amplitude von 40% (5 kHz-Kurve) bis 76% (50 kHz-Kurve) zu.

Ein ähnlich markantes Maximum ist in der OP-Komponente für die 5 kHz- und die 10 kHz-Kurve zu sehen. Bei den beiden sich anschließenden Frequenzen hat die Amplitude deutlich abgenommen und der maximale Bereich ist als horizontales Niveau zu erkennen. Die Amplituden des Wertes an der Position 0 m nimmt mit zunehmender Frequenz von 34% (5 kHz-Kurve) bis 11% (50 kHz-Kurve) ab. Die Asymmetrie in der 30 kHz- und der 50 kHz-Kurve im Bereich von -30 m bis -20 m ist auf Diskretisierungsfehler, hervorgerufen durch ein nicht fein genug gewähltes Gitter, zurückzuführen. Die Interpretation wird dadurch nicht beeinträchtigt. Die Werte liegen, wie die der h_{xx} -Komponente ebenfalls im I. Quadranten.

Der Kurvenverlauf der h_{zz} -Komponente unterscheidet sich markant von den vorher betrachteten (Abb. 6.11). Im Realteil ist bei 0 m ein Maximum mit seitlichem lokalem Minimum sowie einem sich anschließenden lokalem Maximum zu sehen. Diese Form wird im Folgenden als "W-Struktur" bezeichnet. Mit zunehmender Frequenz geht das zentrale Maximum von 20% bei der 5 kHz-Kurve auf -70% der 50 kHz-Kurve zurück. Dabei werden die seitlichen Minima, die bei ± 20 m liegen, "mitgezogen".

Die Anomalie der OP-Komponente entspricht wieder einem Minimumtyp. Bis auf die 5 kHz-Kurve nimmt die Amplitude am Mittelpunkt von -48% (10 kHz-Kurve) bis auf -27% (50 kHz-Kurve) zu. Die 5 kHz liegt bei -31%. Bezogen auf die Werte in einem Argand-Diagramm, liegt die 5 kHz-Kurve im IV. Quadranten und die drei anderen im III. Quadranten.

In der h_{xx} -, h_{yy} - und der h_{zz} -Komponente sind die Effekte durch den Störkörper deutlich. Ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal zwischen den einzelnen Komponenten ist der qualitative Kurvenverlauf. So zeichnet sich z.B. der Realteil der h_{yy} -Komponente durch ein einfaches Maximum aus, während bei der h_{zz} -Komponente eine "W-Struktur" zu erkennen ist. Zusammenfassend sind in Tabelle 6.2 die verschiedenen Kurvenverläufe für die drei Komponenten gegenübergestellt. Bereits mit einer Analyse des Kurvenverlaufs kann die Lokation eines Störkörpers eingeschränkt werden. Eine typische "W-Struktur" in der IP-Komponente deutet z.B. auf ein Störkörper über oder unter dem Spulensystem hin, während ein Maximumtyp auf ein Störkörper querab der horizontal ausgerichteten Spulen hindeutet. Mit einer solchen Betrachtung kann bereits die räumliche Lage eines Störkörpers auf eine Zweideutigkeit eingeschränkt werden. Darauf wird noch einmal in Kapitel 6.4 eingegangen.

Tabelle 6.2: Beschreibung des qualitativen Kurvenverlaufes beim Basismodell.

	IP	OP
h_{xx}	lokales Minimum an Position 0 m	lokales Minimum
h_{yy}	Maximum	Maximum
h_{zz}	W-Struktur	Minimum

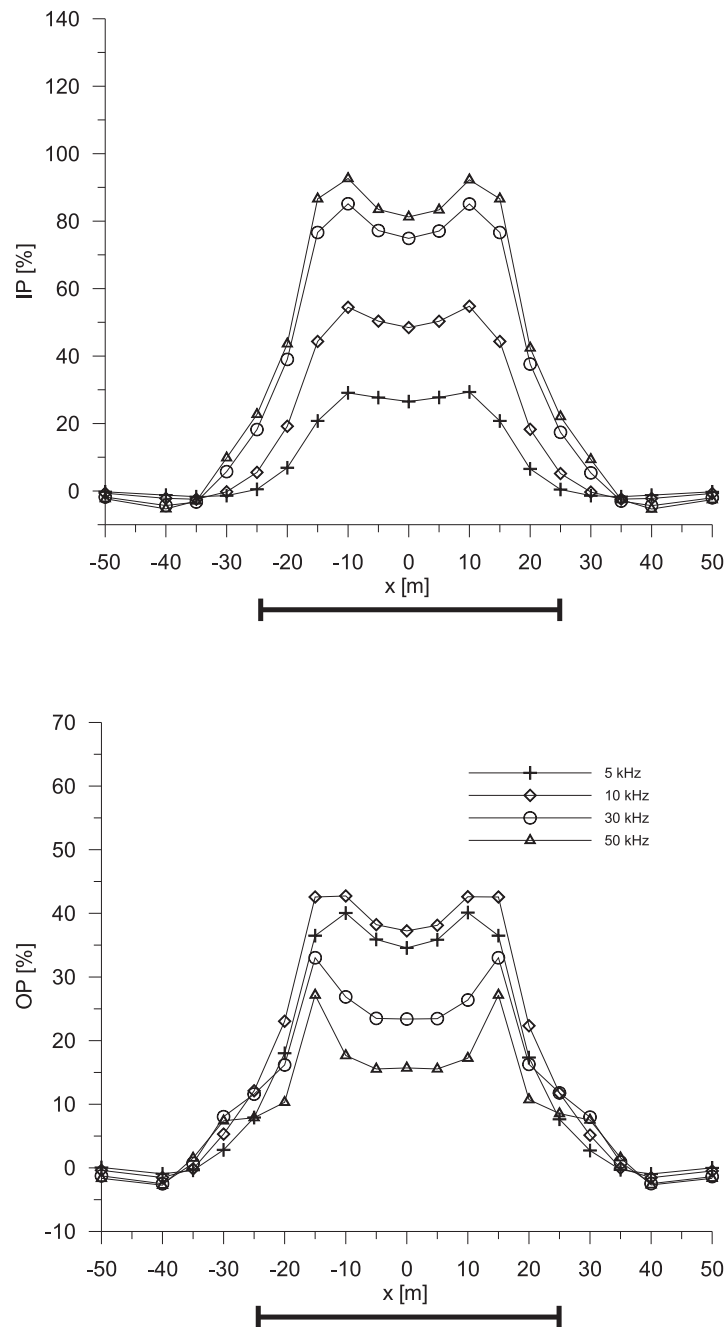


Abbildung 6.9: h_{xx} -Komponente, Modellierung des Basismodells mit einem Modellkörper (Würfel, Kantenlänge 50 m - in der Abb. markiert, spez. Widerstand=1 Ω m), $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz, \overline{SE} -Abstand=20 m; IP (oben) und OP (unten).

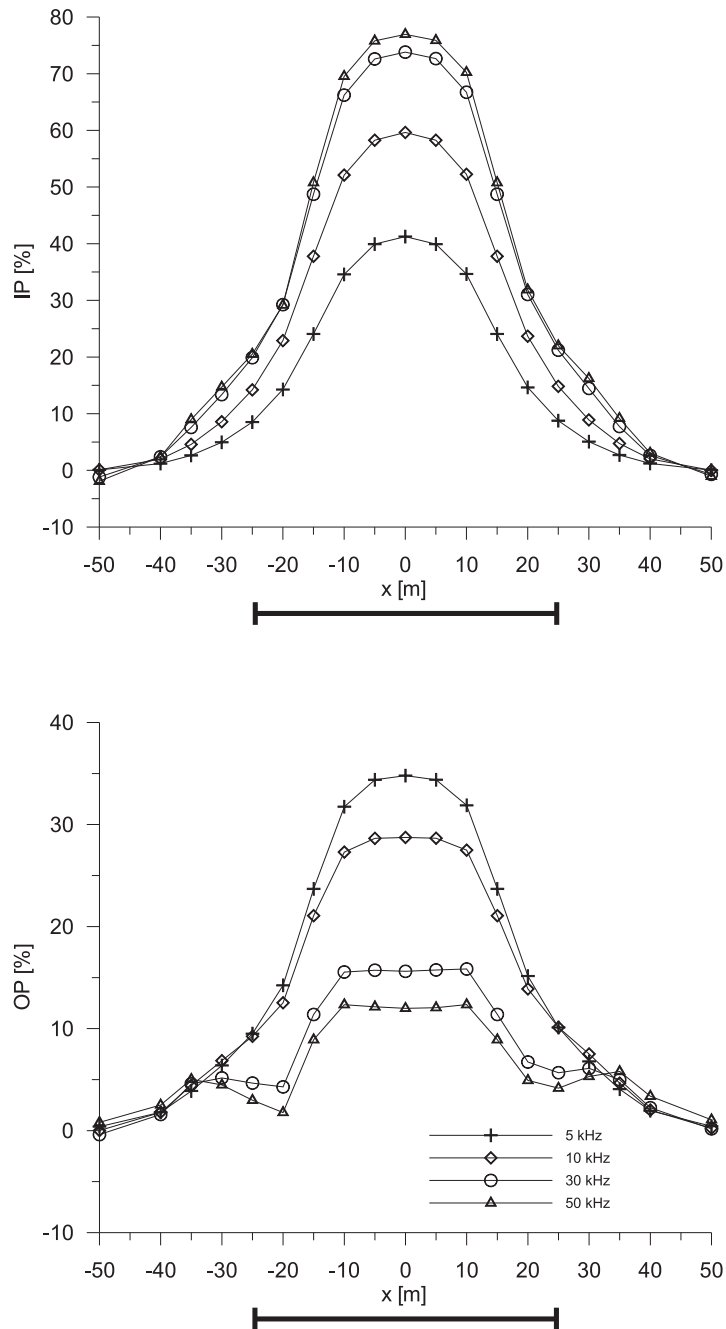


Abbildung 6.10: h_{yy} -Komponente, Modellierung des Basismodells mit einem Modellkörper (Würfel, Kantenlänge 50 m - in der Abb. markiert, spez. Widerstand=1 Ω m), $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz, \overline{SE} -Abstand=20 m; IP (oben) und OP (unten).

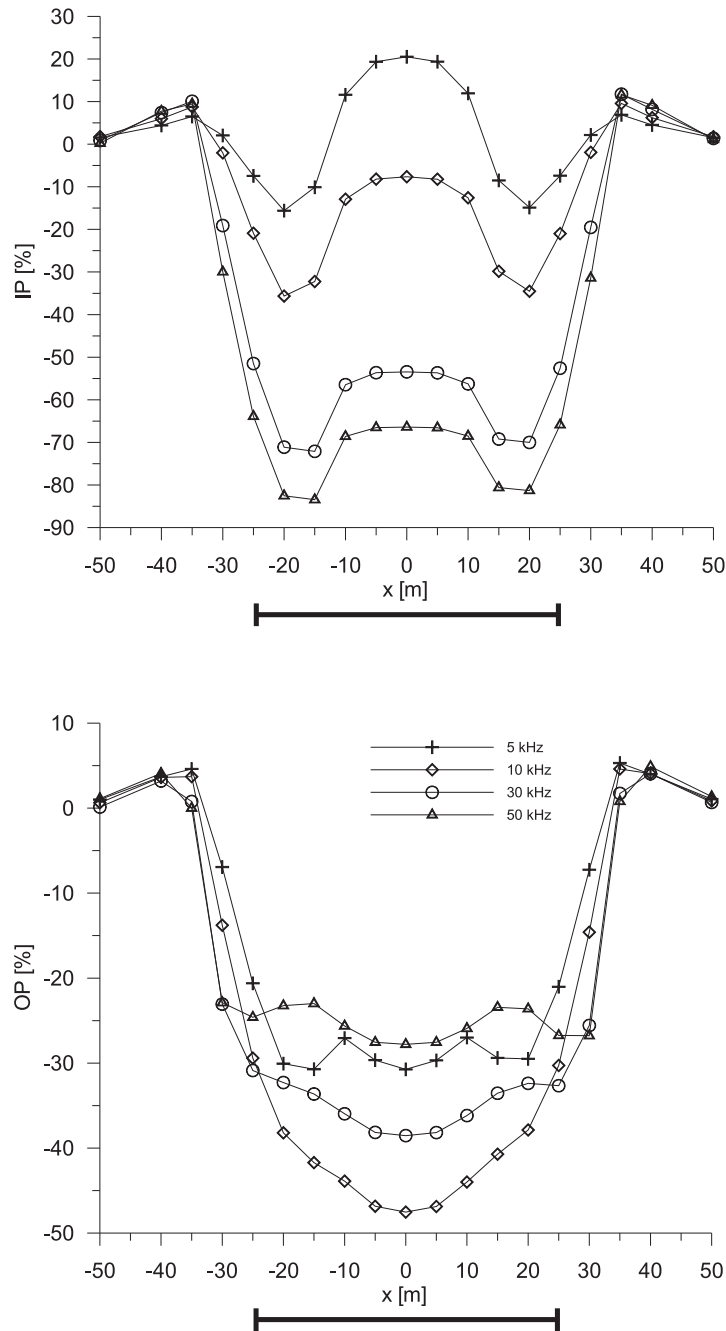


Abbildung 6.11: h_{zz} -Komponente, Modellierung des Basismodells mit einem Modellkörper (Würfel, Kantenlänge 50 m - in der Abb. markiert, spez. Widerstand= $1 \Omega\text{m}$), $f=5 \text{ kHz}$, 10 kHz , 30 kHz und 50 kHz , \overline{SE} -Abstand=20 m; IP (oben) und OP (unten).

6.2.2 Variation der Breite des Störkörpers

Wenn in Mess-Strecken Tropfstellen zu erkennen sind, dann korrelieren sie häufig mit dem Ausstreichen von geologischen Schichten. Dies können schmale Bänke, aber auch mehrere Meter mächtige Schichtpakete sein. Denkbar ist auch ein Austreten von Lauge, das sich an Kluftsystemen orientiert. In den folgenden Modellierungen wird auf die Variabilität der Breite des Laugevorkommens eingegangen. Es wird untersucht, wie das Mess-Signal auf eine Änderung der Breite des Modellkörpers reagiert, bzw. ab welchen geometrischen Änderung eine Detektion nicht mehr möglich ist.

In den Abbildungen 6.12-6.15 wird die h_{zz} -Komponente für die Breiten 50 m, 25 m, 10 m und 5 m und für die spez. Widerstände 0,1 Ωm , 0,5 Ωm , 1 Ωm , 5 Ωm , 10 Ωm und 50 Ωm des Modellkörpers berechnet. Die übrigen Parameter wie Tiefenausdehnung des Körpers (50 m) und vertikale Erstreckung (50 m), Frequenz (10 kHz), Spulenabstand (20 m) als auch die Diskretisierung des Gitters bleiben konstant.

Es wird die gleiche Darstellungsart wie bei den Modellierungen zur Querstrecke durchgeführt, d.h. IP- und OP-Komponente werden in einer Abbildung zusammengefasst. Links ist die IP-Komponente und rechts die OP-Komponente aufgetragen. Die jeweilige Breite des modellierten Körpers ist über den Abbildungen ergänzend eingetragen. Zwischen der Skalierung der IP- und der OP-Komponente liegt ein Faktor von 2. Auffällig ist, dass das OP-Signal immer kleiner ist, als das IP-Signal.

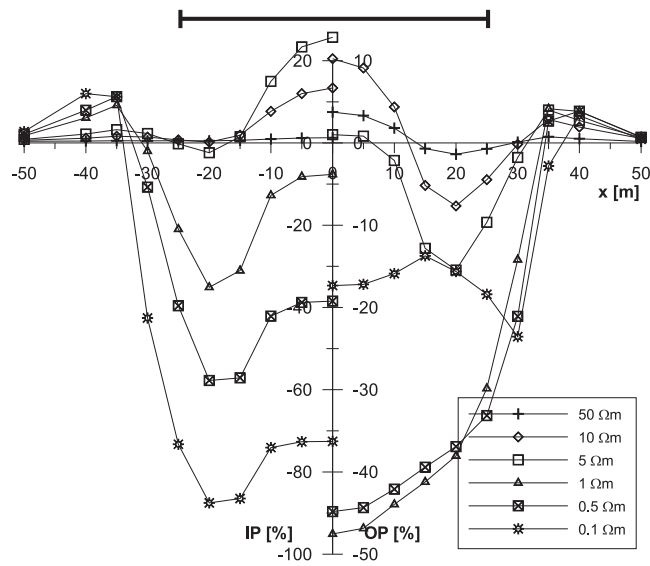


Abbildung 6.12: h_{zz} -Komponente, IP- und OP-Komponente für Modellkörperbreite 50 m, für 6 verschiedene spez. Widerstände der Lauge, $f=10$ kHz, Spulenabstand=20 m

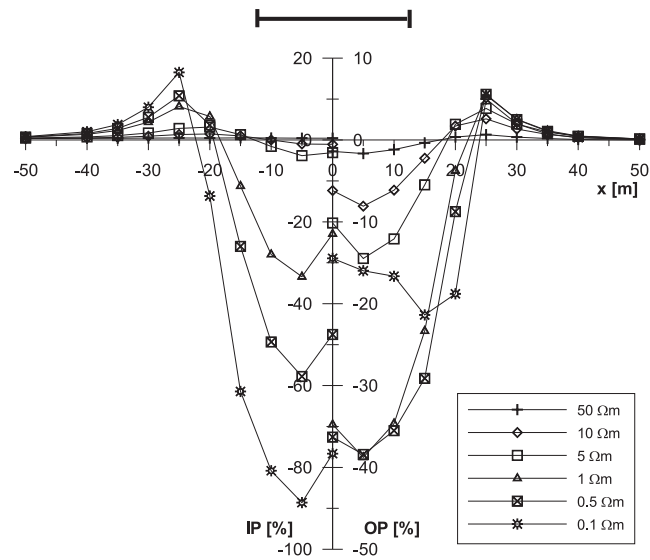


Abbildung 6.13: h_{zz} -Komponente, IP- und OP-Komponente für Modellkörperbreite 25 m, für 6 verschiedene spez. Widerstände der Lauge, $f=10$ kHz, Spulenabstand=20 m

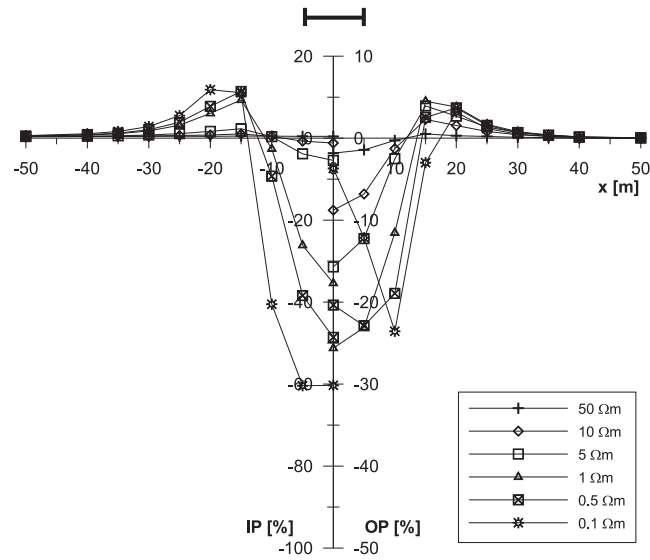


Abbildung 6.14: h_{zz} -Komponente, IP- und OP-Komponente für Modellkörperbreite 10 m, für 6 verschiedene spez. Widerstände der Lauge, $f=10$ kHz, Spulenabstand=20 m

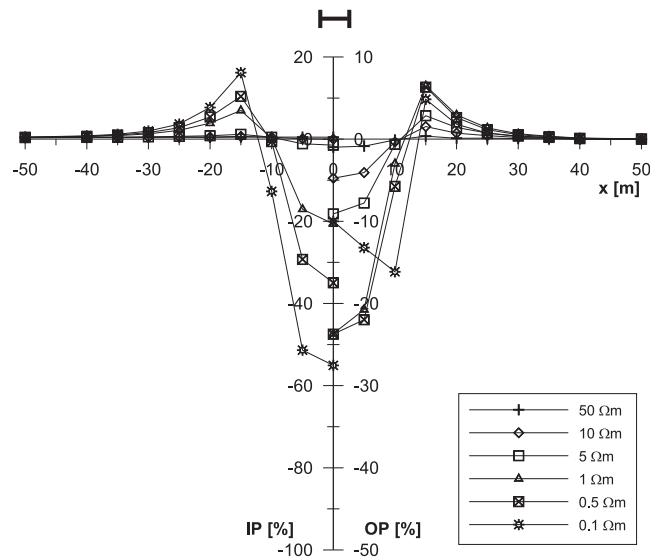


Abbildung 6.15: h_{zz} -Komponente, IP- und OP-Komponente für Modellkörperbreite 5 m, für 6 verschiedene spez. Widerstände der Lauge, $f=10$ kHz, Spulenabstand=20 m

Erwartungsgemäß zeigt das Modell mit dem niedrigsten spez. Widerstand ($0,1 \Omega\text{m}$) und dem größten Volumen (50 m)³ den deutlichsten Effekt (Abb. 6.12). Im zentralen Bereich der Modellkurve, also direkt über dem Laugenkörper ($\pm 15 \text{ m}$) bildet sich ein Plateau aus, wodurch sich die Quaderform des Modellkörpers abzeichnet. Bei einer kugelförmigen Geometrie würde sich kein horizontales Plateau abbilden (vgl. Kap. 4.4). Mit abnehmender Breite des Modellkörpers verschwindet im zentralen Bereich das Maximum. Ein schmaler Körper (5 m Breite) mit großem spez. Widerstand ($50 \Omega\text{m}$) kann weder mit der IP- noch mit der OP-Komponente erfasst werden.

Einen Überblick über die Detektierbarkeit ist in Tabelle 6.3 zusammengefasst. Dabei wird eine Detektionsgrenze von 3% in der IP- und der OP-Komponente angenommen. Messungen, die gut zu detektieren sind, werden mit einem '+', gerade detektierbar mit einem 'o' und nicht detektierbar mit einem '-' bewertet.

Tabelle 6.3: Nachweisbarkeit von Körpern in Abhängigkeit von ihrer Breite (50 m , 25 m , 10 m und 5 m), \overline{SE} -Abstand = 20 m , Frequenz = 10 kHz . + gut ($> 5\%$), o gerade ($> 3\% < 5\%$) und nicht ($< 3\%$) detektierbar; links (IP-Komponente), rechts (OP-Komponente)

spez. Widerstand	50 m	25 m	10 m	5 m
50 Ωm	-/o	-/-	-/-	-/-
10 Ωm	+/+	-/+	-/+	-/o
5 Ωm	+/+	-/+	o/+	-/+
1 Ωm	+/+	+/+	+/+	+/+
0,5 Ωm	+/+	+/+	+/+	+/+
0,1 Ωm	+/+	+/+	+/+	+/+

Je nach Breite des Störkörpers stellt sich die Kurvenform sehr unterschiedlich dar. Die ursprüngliche charakteristische "W-Form" bei der h_{zz} -Komponente beim Basismodell ist z.B. nicht bei allen Modellbreiten zu erkennen. Je schmaler ein Körper ist, desto schwieriger wird es ihn zu detektieren. Laugenaustritte, die kein großes Volumen einnehmen, sich also z.B. an Lineamenten orientieren, sind mit den verwendeten messtechnischen Parametern nicht zu erkunden.

6.2.3 Vergleich mit einem Dreischichtfall

In diesem und im folgenden Abschnitt werden die numerischen Berechnungen mit zwei Modellen, die in der Literatur beschrieben sind, verglichen. Für die Quaderbreite 50 m wird analytisch ein 3-Schichtfall gerechnet und für die Breite 5 m werden analoge Messungen in einem Modelltrog zur Simulation einer vertikalen dünnen leitfähigen Platte herangezogen (vgl. Kap. 6.2.4).

Die Berechnungen erfolgen für einen 3-Schichtfall mit dem in Kapitel 4 vorgestellten Programm. Der Vergleich wird mit einer Frequenz von 10 kHz und einem \overline{SE} -Abstand von 20 m durchgeführt. Die Schichtmächtigkeiten und die Verteilung des spez. Widerstandes entsprechen den Modellvorgaben: Das Spulensystem befindet sich in Schicht 1 mit einem spez. Widerstand von $10^4 \Omega\text{m}$. Der Abstand zu Schicht 2 beträgt 2,5 m. Diese hat einen variablen spez. Widerstand im Bereich von 0,1 Ωm bis 50 Ωm , die Schichtmächtigkeit ist 50 m. Schicht 3 hat wiederum einen spez. Widerstand von $10^4 \Omega\text{m}$.

Eine Gegenüberstellung der analytisch berechneten IP- und OP-Komponente mit den numerischen ist in Tabelle 6.4 gegeben. Als Bezugswert wird der Wert bei Profilpunkt 0 m herangezogen. Für diesen Punkt sind die Kanten des Würfels am weitesten entfernt, so dass die Randeffekte am geringsten sind und der Dreischichtfall am ehesten erfüllt ist.

Tabelle 6.4: Vergleich zwischen einem analytischen 3-Schichtmodell (ana) und numerischer Modellierung (num). Es wird der Messpunkt bei 0 m für den Vergleich herangezogen (Sender bei -10 m, Empfänger bei +10 m), Frequenz: 10 kHz, \overline{SE} -Abstand: 20 m.

spez. Widerstand [Ωm]	IP (ana) [%]	OP (ana) [%]	IP (num) [%]	OP (num) [%]
50	5	7	1	4
10	21	8	13	10
5	28	- 4	26	1
1	- 9	-45	- 8	-48
0,5	-37	-38	-38	-45
0,1	-61	-16	-73	-17

Ein komponentenweiser Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung. Die jeweilige Abweichung zwischen Schichtmodell und numerischer Berechnungen sind bei der IP-Komponente größer als bei der OP-Komponente. Allgemein wird er mit abnehmenden spez. Widerständen geringer. Bei höheren spez. Widerständen ist der Abstand zum Rand des Modellkörpers, um 3D Effekte von ihm auszuschließen, nicht ausreichend.

6.2.4 Vergleich mit dem analogen Modell einer dünnen Platte

Ein weiterer Vergleich wird mit dem Modell der vertikalen dünnen Platte durchgeführt. Dieses Modell ist in der Literatur sowohl analytisch als auch durch Messungen an einem Modelltrog ausgiebig behandelt (z.B. WARD 1967, KETOLA & PURANEN 1967, WEIDELT 1981, 1983).

GREINWALD (1981) fertigte mit Hilfe eines Modelltroges einen Modellkurven-Atlas unter anderem für senkrecht dünne Plattenmodelle an. Für seine Untersuchungen verwendete er ein horizontal koplanares Spulensystem (h_{zz}). Für ein solches Modell (Modell Nr. 1 aus Aluminium, Leitwert 6430 S) werden die numerisch berechneten den analog gemessenen gegenübergestellt (Abb. 6.16). Das numerische Vergleichsmodell hat eine Breite von 5 m und eine Höhe sowie Tiefe von 50 m. Die Induktionszahl W wird mit der Formel $W = \mu_0 \omega \tau r$ angegeben. Dabei ist τ der Leitwert, das Produkt aus elektrischer Leitfähigkeit ($\sigma = \rho^{-1}$) und der Plattendicke (d). Es werden Modelle mit einer elektrischen Leitfähigkeit von 0,2 S/m, 1 S/m und 4 S/m berechnet, was bei einer Frequenz von 10 kHz einer Induktionszahl W von 2, 8 bzw. 32 entspricht.

Bei beiden Komponenten bildet sich ein Minimum bei 0 m, mit zwei seitlichen Maxima aus (Abb. 6.16). Eine Ausnahme ist bei der OP-Komponente der Kurve mit der Induktionszahl 32 zu erkennen, wo statt des Minimums ein lokales Maximum vorliegt. Ein direkter Vergleich für den Bezugswert (Profilpunkt 0 m) der IP-Komponente zeigt bei allen drei Induktionszahlen eine gute Übereinstimmung. Die Unterschiede sind in der OP-Komponente größer, aber unter Berücksichtigung der geometrischen Unterschiede zwischen analogen Modell (Breite 0,32 mm) und numerischen Modell (Breite 5 m) vertretbar. Durch eine Verbesserung des numerischen Modells, was mit einer feineren Diskretisierung erreicht werden könnte (bessere Anpassung an eine vertikale dünne Platte) wäre ein genaueres Ergebnis erzielbar.

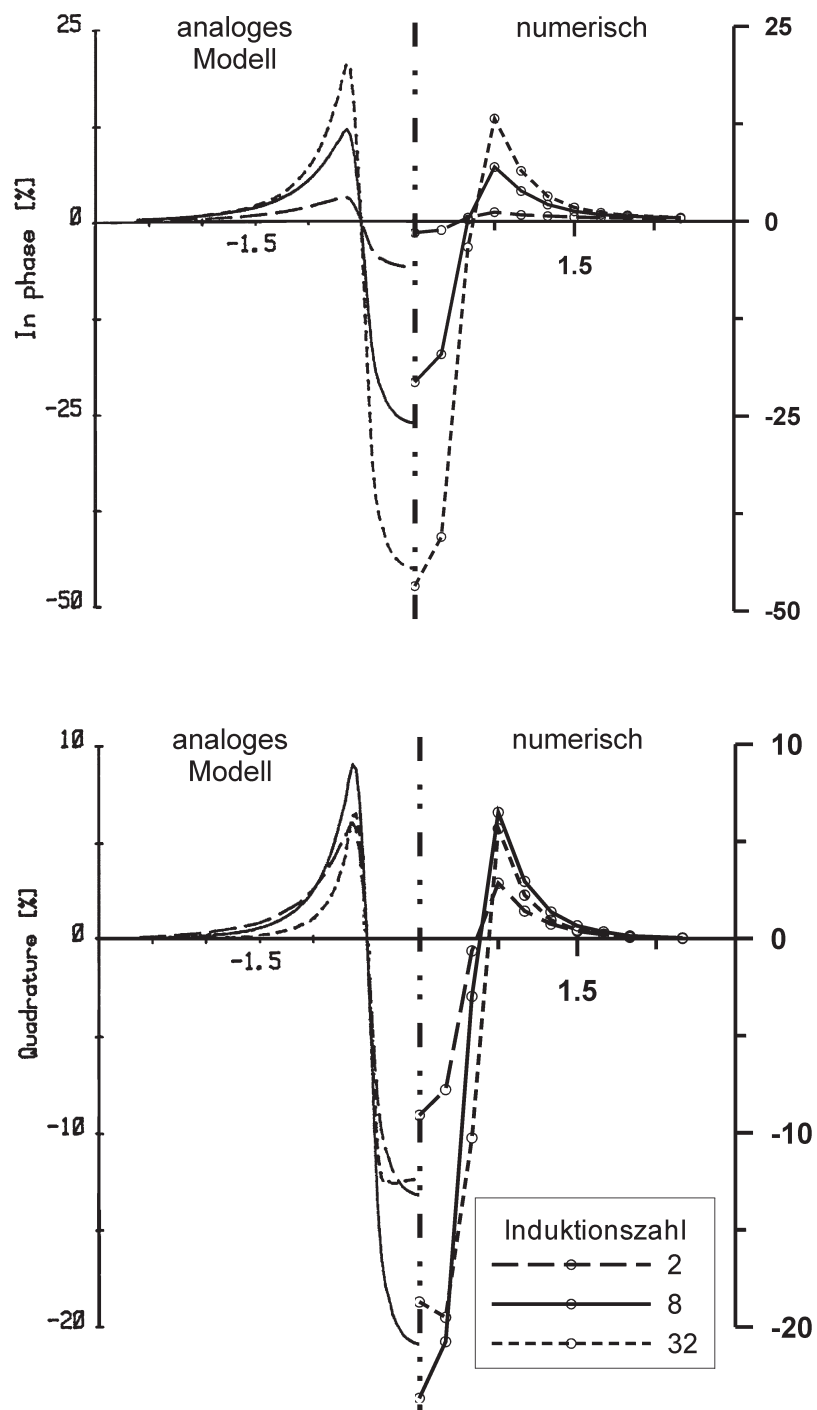


Abbildung 6.16: Gegenüberstellung zwischen analogem Modell der vertikalen dünnen leitfähigen Platte (GREINWALD 1981) (links) mit den numerischen Berechnungen; IP-Komponente (oben) und OP-Komponente (unten).

6.2.5 Variation der Tiefenerstreckung des Störkörpers

Neben der Ortung der Lauge wird oft der Frage nachgegangen, wie das Volumen des Laugenkörpers abgeschätzt werden kann. Da die Messungen entlang einer Strecke durchgeführt werden und somit mehrere parallele Messprofile unter dem interessierenden Bereich nicht angeordnet werden können, ist es schwierig die laterale Erstreckung des Störkörpers zu untersuchen.

Bei den gezeigten Modellierungen wird die vertikale Erstreckung des Modellkörpers verändert. Neben der Ausdehnung von 50 m werden noch Modelle für kleinere, flachere Quader (Tiefenerstreckung= 25 m, 10 m, 5 m) und ein Modell für einen Quader vorgestellt, der sich bis an den Rand des Modells erstreckt. Die übrigen geometrischen Dimensionen des Modellkörpers in horizontaler Richtung (50 m x 50 m) sowie der Abstand des Messprofils zum Modellkörper (2,5 m) bleiben konstant. Der Spulenabstand beträgt 20 m, und es wird eine Frequenz von 10 kHz verwendet. Der spez. Widerstand des Körpers beträgt 1 Ω m. Das Messprofil liegt mittig unter dem Körper.

Der Vergleich der einzelnen Kurven mit der 50 m-Kurve, die als Referenz dient, zeigt nahezu einen identischen Kurvenverlauf (Abb. 6.17). Die deutlichsten Unterschiede sind bei der 5 m-Kurve zu erkennen. Die 10 m-Kurve unterscheidet sich nur wenig von der 50 m-Vergleichskurve. Die 25 m-Kurve als auch diejenige, bei der der Körper bis zum Rand des Modells fortgeführt wird, ist praktisch deckungsgleich mit der Referenzkurve.

Die Modellierungen zeigen, dass sich ab einer vertikalen Erstreckung von 5 m das Mess-Signal nicht mehr ändert. Die induktiven Prozesse konzentrieren sich auf oberflächennahe Bereiche. Eine Berechnung der Skintiefe (2.9) mit den verwendeten Parametern ($f= 10$ kHz, $r= 20$ m, $\rho= 1$ Ω m) ergibt einen Wert von 5 m, d.h. nach dieser Entfernung ist die Amplitude der elektromagnetischen Welle bereits auf 37% gefallen. Von weiter entfernten Bereichen ist kein wesentlicher Beitrag mehr zu erwarten. Mit dem EM-Verfahren wird im wesentlichen die Unterkante des Modellkörpers detektiert. Die vertikale Erstreckung kann nicht abgeschätzt werden.

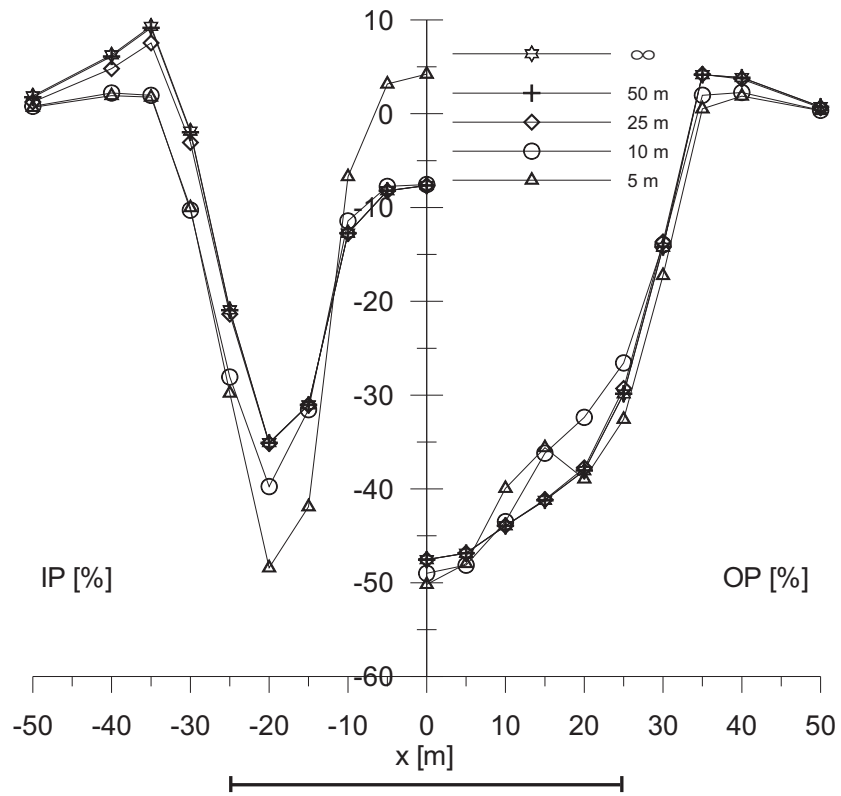


Abbildung 6.17: Die vertikale Erstreckung des Störkörpers ($\rho=1 \Omega\text{m}$) wird variiert: 5 m, 10 m, 25 m und ∞ ; h_{zz} -Komponente, $f=10$ kHz; IP-Komponente (links) und OP-Komponente (rechts)

6.2.6 Veränderung des Messabstandes

Bei den bisherigen Untersuchungen wird davon ausgegangen, dass sich das Laugenreservoir in unmittelbarer Nähe des Messniveaus befindet. Es soll nun die Änderung des Mess-Signal untersucht werden, wenn sich der feuchte Bereich in größerer Entfernung befindet. Dazu wird ausgehend vom Basismodell (Abb. 6.8) mit einem Abstand von 2,5 m der Modellkörper in Schritten von 2,5 m vom Messniveau entfernt. Der spez. Widerstand des Körpers bleibt mit $1 \Omega\text{m}$ konstant. Die Modellierungen werden für einen Spulenabstand von 20 m (Abb. 6.18, 6.19) und 40 m (Abb. 6.20) mit einer Messfrequenz von 10 kHz durchgeführt. In Abbildung 6.19 und Abbildung 6.20 wird die Amplitude für die h_{xx} -, h_{yy} - und h_{zz} -Komponente an der Position 0 m gegen die Entfernung aufgetragen.

Das Mess-Signal fällt mit größerer Entfernung des Modellkörpers unter die Detektionsgrenze. Unabhängig von der betrachteten Frequenz ist eine Detektion ab einer Entfernung, die etwa dem Spulenabstand entspricht nicht mehr möglich. Bei größeren spez. Widerständen wird ein schnelleres Abklingen unter die Detektionsgrenze eintreten.

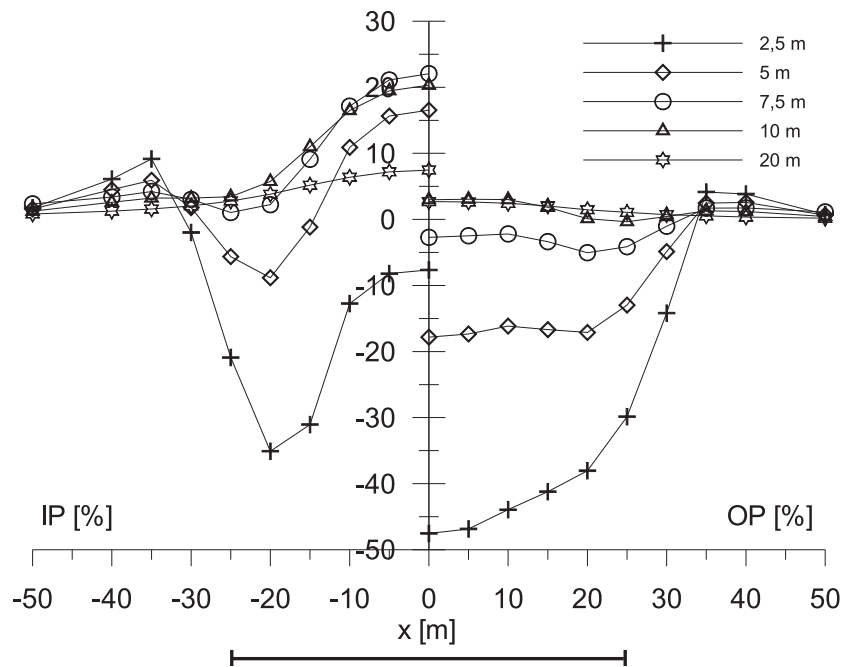


Abbildung 6.18: h_{zz} -Komponente für unterschiedliche Abstände des Körpers, ausgehend vom Basismodell (spez. Widerstand=1 Ωm) wird der Störkörper in 2,5 m Schritten entfernt. $f=10$ kHz, $r=20$ m; IP-Komponente (links) und OP-Komponente (rechts).

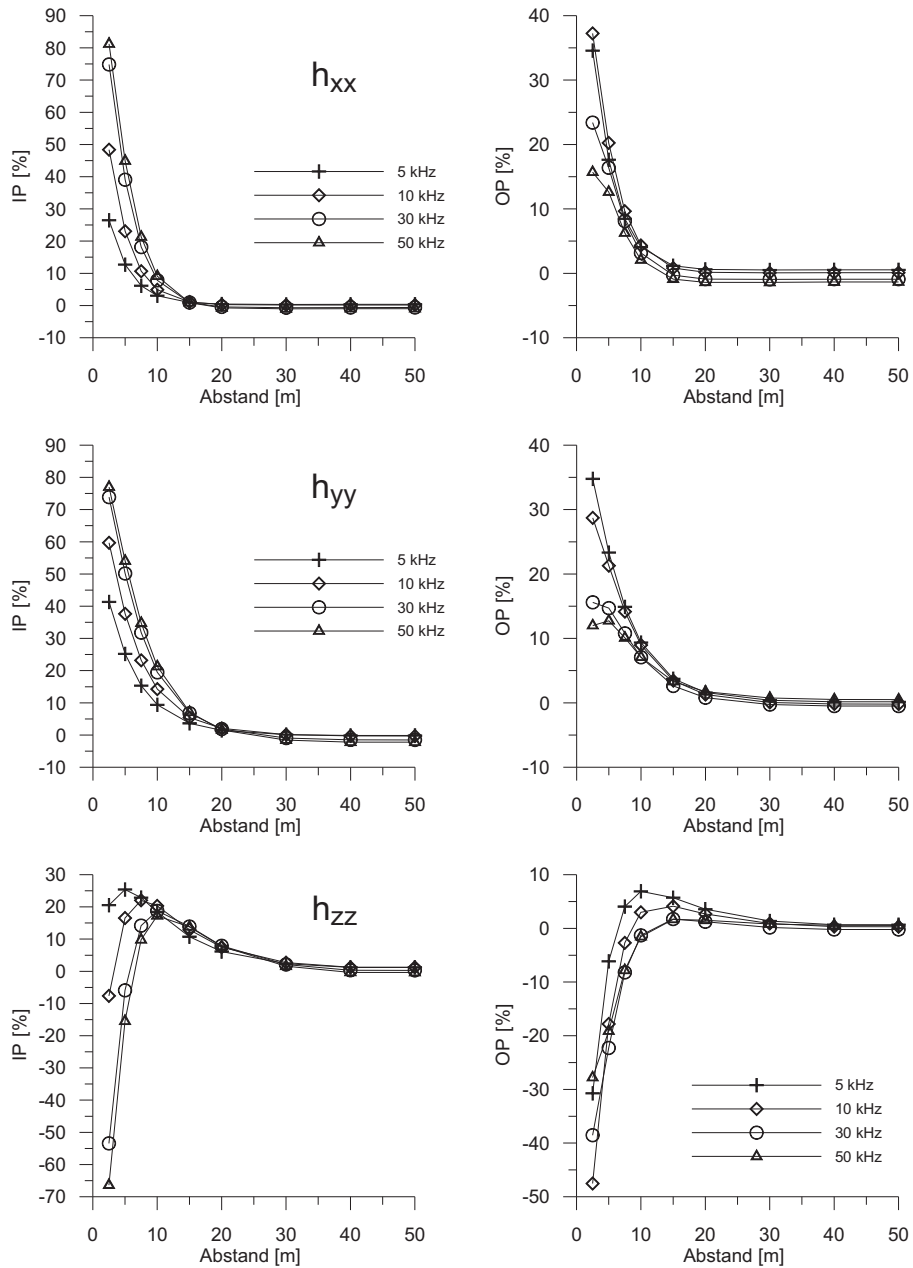


Abbildung 6.19: Der Abstand des Körpers wird schrittweise von der Messebene entfernt und die Amplitude am Messpunkt 0 m dargestellt. Spez. Widerstand=1 Ω m, \overline{SE} -Abstand=20 m, $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz. Oben: h_{xx} ; Mitte: h_{yy} ; unten: h_{zz} ; links: IP-Komponente, rechts: OP-Komponente

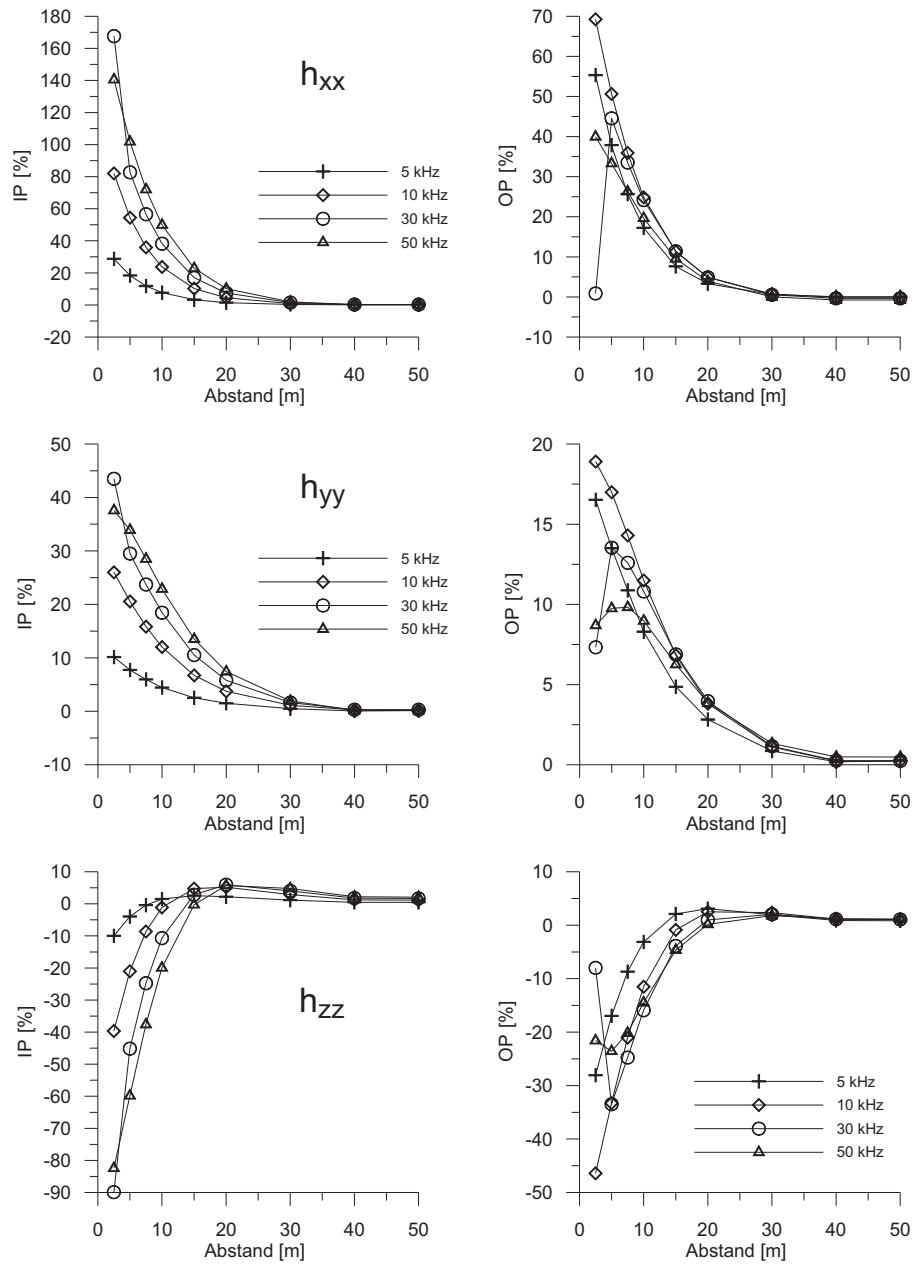


Abbildung 6.20: Der Abstand des Körpers wird schrittweise von der Mess-ebene entfernt und die Amplitude am Messpunkt 0 m dargestellt. Spez. Widerstand= $1 \Omega\text{m}$, SE-Abstand=40 m, $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz. Oben: h_{xx} ; Mitte: h_{yy} ; unten: h_{zz} ; links: IP-Komponente, rechts: OP-Komponente

6.3 Einfluss einer leitfähigen Sohle

Nach der Streckenauffahrung wird meist die Sohle mit lockerem Salzmaterial (Salzgrus) geebnet. Im Anschluss daran wird die Strecke verfestigt. Dabei wird der Kompaktionsgrad erhöht, indem der Salzgrus befeuchtet wird. Durch diesen Vorgang kann in der Sohle eine nicht unbedeutende Restfeuchte verbleiben. Zur Abschätzung von diesem Effekt wird das Basismodell mit einer Sohle ergänzt. Die Sohle hat eine Breite von 5 m und eine Mächtigkeit von 2,5 m, in der Länge ist sie unendlich ausgedehnt. Der spez. Widerstand der Sohle beträgt wie beim Störkörper des Basismodells $1 \Omega\text{m}$, wird also leitfähiger angenommen, als es in situ zu erwarten ist.

Es werden zwei Modelle gerechnet. Im ersten Modell befindet sich der Lauge darstellende Störkörper im rechten Winkel zur Sohle (Abb. 6.21), beim zweiten Modell liegt der Störkörper parallel über der Sohle (Abb. 6.25). Bei beiden Modellen hat das Spulensystem einen Abstand von 2,5 m zur Sohle und dem Modellkörper. Die Frequenzen, für die die Berechnungen durchgeführt werden, sind 5 kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz; der \overline{SE} -Abstand beträgt 20 m. Es wird die h_{xx} -, h_{yy} - und die h_{zz} -Komponente berechnet. Da die Kurven für das Sohlenmodell symmetrisch sind, ist für einen direkten Vergleich, die jeweilige Basismodellkurve eingezeichnet.

6.3.1 Modellkörper neben einer leitfähigen Strecke

In Salzstöcken stehen die ehemals söhlig vorhandenen geologischen Schichten oft saiger. Durch die tektonische Beanspruchung (Zerrungen, Quetschungen) können sich Bereiche ausbilden (z.B. im A3), die als Laugenreservoir dienen und sich neben der Mess-Strecke befindet. Es wird ein solcher Bereich querab einer Sohle untersucht und im Folgenden als Sohlenmodell I bezeichnet.

Im Vergleich mit den Ergebnissen zum Basismodell (rechte Seite der Abbildungen) ist in der h_{xx} -Komponente zu erkennen, dass die Sohle die Kurvenform qualitativ nicht verändert. Allerdings sind die Amplituden beim Sohlenmodell höher, was gerade bei hohen Frequenzen in der IP-Komponente klar zu erkennen ist (Abb. 6.22). Ein direkter Vergleich der h_{yy} - bzw. der h_{zz} -Komponenten ist nicht möglich. Der leitfähige Modellkörper hat einen größeren Einfluss auf die Modellierungsergebnisse als die leitfähige Sohle. Für einen Vergleich mit dem Basismodell wird deswegen die h_{yy} -Komponente des einen Modells mit der h_{zz} -Komponente des anderen Modells verglichen.

Die h_{zz} -Komponente des Sohlenmodells (Abb. 6.24) hat im Vergleich zum Basismodell (Abb. 6.10) weitaus niedrigere Amplituden. Der Einfluss der Sohle ist im Flankenbereich des Sohlenmodells sichtbar. Während die Kurven am Anfang und Ende des Basismodells bei allen Frequenzen auf 0%

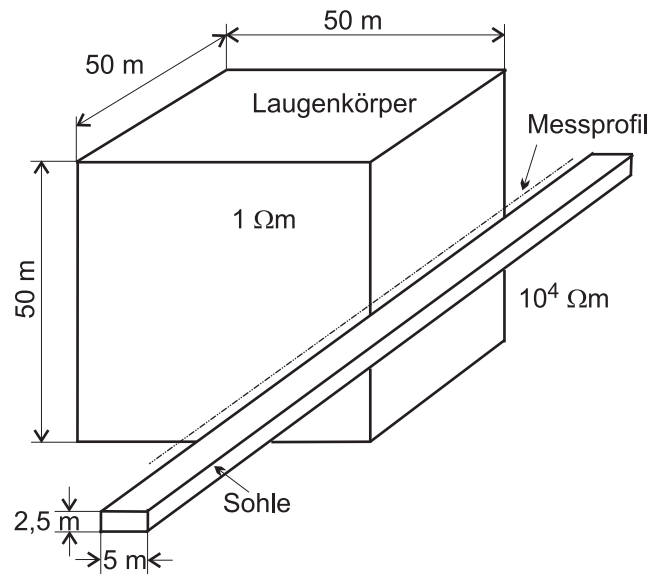


Abbildung 6.21: Sohlenmodell I: Das 90° gedrehte Basismodell (Abb. 6.8) wird um einen Störkörper ergänzt, der eine leitfähige Sohle simuliert. Sohle und Laugenkörper haben eine spez. Widerstand von $1 \, \Omega\text{m}$. (nicht maßstabsgetreu)

zurückgehen, stellt sich die Sohle mit negativen Amplituden dar. Dieser Effekt ist bei der OP-Komponente stärker ausgeprägt. Im Vergleich dazu zeigt die h_{yy} -Komponente des Sohlenmodells (Abb. 6.23) an den Flanken positive Amplituden, die weit über dem zentralen maximalen Wert bei 0 m liegen.

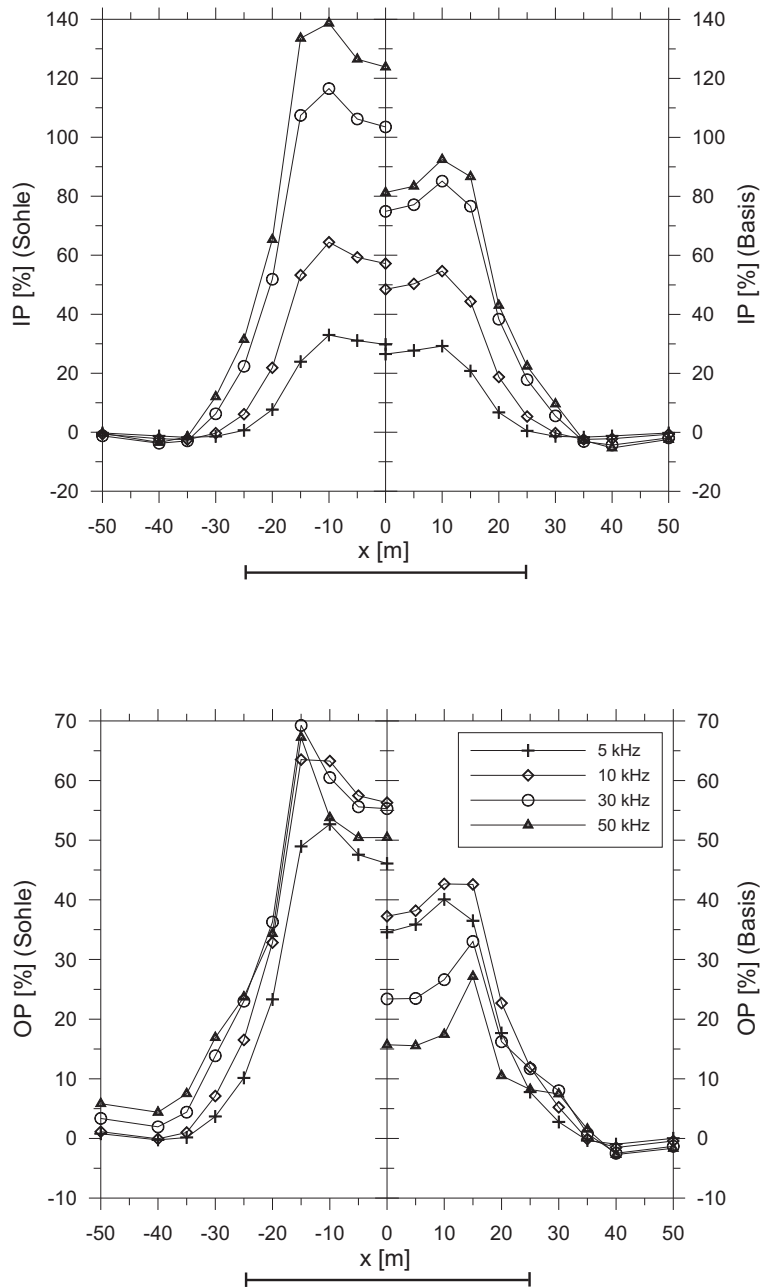


Abbildung 6.22: Sohlenmodell I (s. Abb. 6.21); h_{xx} -Komponente: ρ -Sohle=1 Ω m und ρ -Würfel=1 Ω m, \overline{SE} -Abstand=20 m, $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz. IP (oben) und OP (unten); links: Sohlenmodell, rechts: Basismodell (h_{xx} -Komponente).

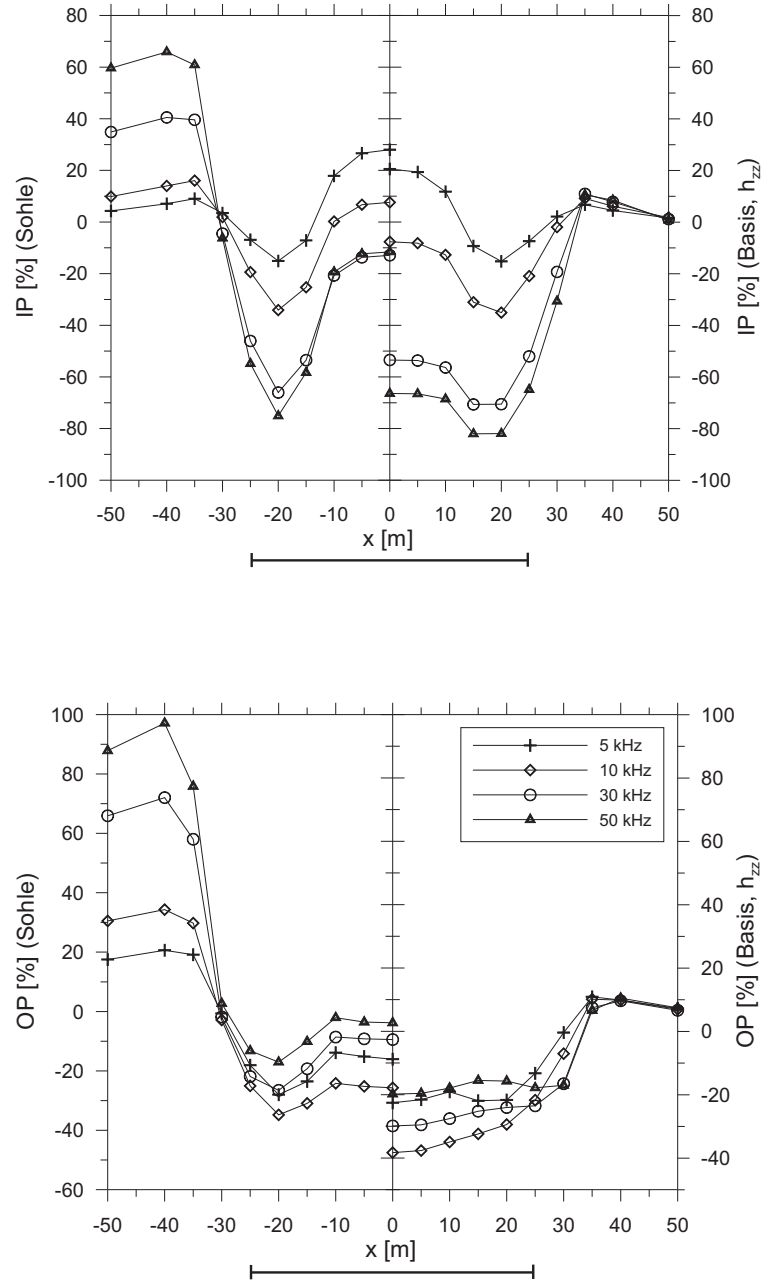


Abbildung 6.23: Sohlenmodell I (s. Abb. 6.21); h_{yy} -Komponente: ρ -Sohle=1 Ω m und ρ -Würfel=1 Ω m, \overline{SE} -Abstand=20 m, $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz. IP (oben) und OP (unten); links: Sohlenmodell, rechts: Basismodell (h_{zz} -Komponente).

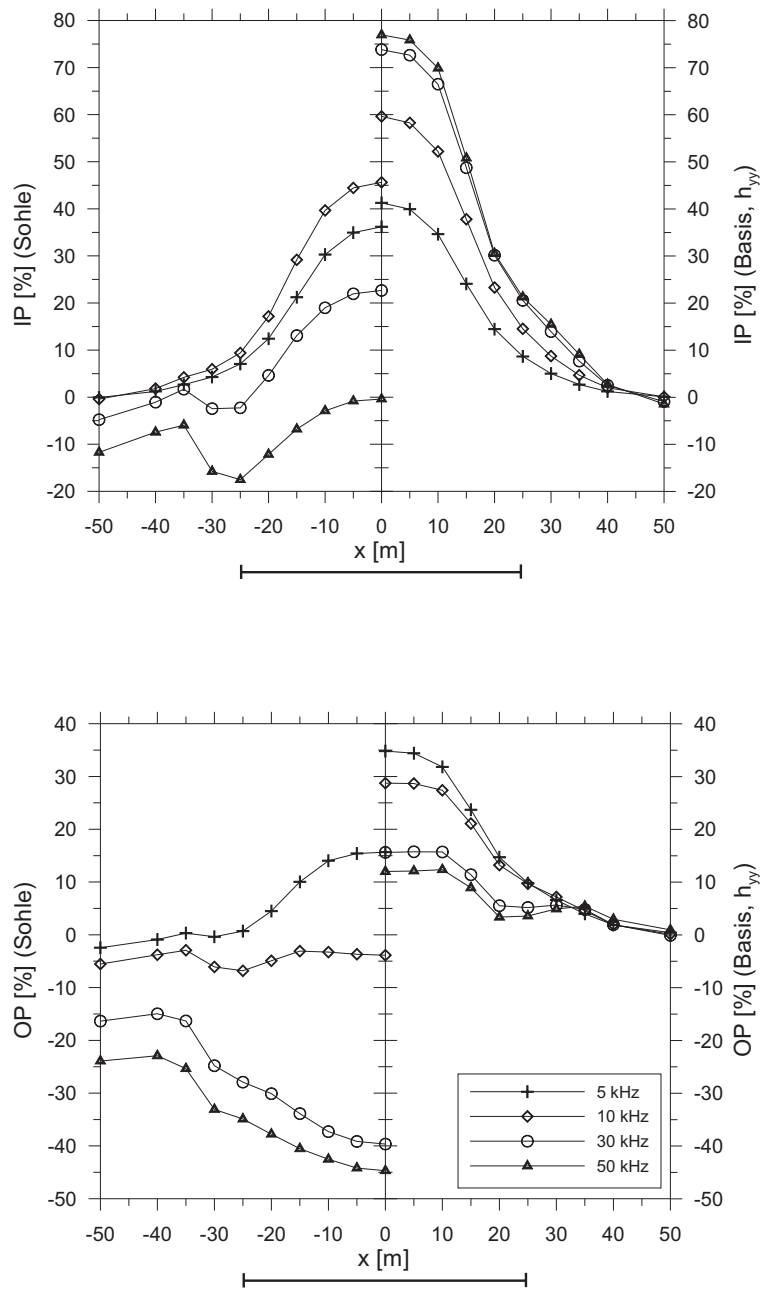


Abbildung 6.24: Sohlenmodell I (s. Abb. 6.21); h_{zz} -Komponente: ρ -Sohle=1 Ω m und ρ -Würfel=1 Ω m, \overline{SE} -Abstand=20 m, $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz. IP (oben) und OP (unten); links: Sohlenmodell, rechts: Basismodell (h_{yy} -Komponente).

6.3.2 Modellkörper über einer Sohle

Diese Modellierungen behandelt das Szenario, wenn sich über der Mess-Strecke ein leitfähiger Störkörper befindet, und die Messungen über einer feuchten Sohle durchgeführt werden (Abb. 6.25). Realistisch ist z.B., dass Lauge aus dem Hangenden in die Mess-Strecke tropft und dadurch die Sohle befeuchtet. Dieses Modell wird im Folgenden als Sohlenmodell II bezeichnet.

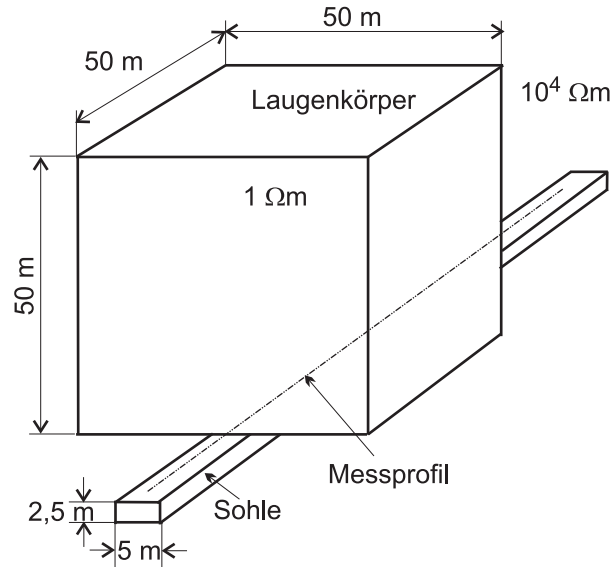


Abbildung 6.25: Sohlenmodell II: Das Basismodell (vgl. Abb. 6.8) wird um einen Störkörper ergänzt, der eine leitfähige Sohle simuliert. Sohle und Laugenkörper haben eine spez. Widerstand von $1 \Omega\text{m}$. (nicht maßstabsgetreu)

Ein Vergleich zwischen Basismodell der h_{xx} -Komponente und dem Sohlenmodell (Abb. 6.26) zeigt für die IP-Komponente nahezu identische Kurven. Bei der OP-Komponente konzentrieren sich das Minimum bei 0 m für die verschiedenen Frequenzen auf einen Bereich zwischen 35% und 40%. In diesem Diagramm ist die Sohle am Rand der Kurven anhand von wenigen Prozentpunkten im Vergleich zum Basismodell zu erkennen.

Zwischen den h_{yy} -Komponenten ist für die IP- sowie der OP-Komponente ein großer Amplitudenunterschied zu erkennen. Die Hinzunahme der Sohle bewirkt eine deutliche Anhebung der Werte (Abb. 6.27). Die Sohle bildet sich durch positive Werte in den Modellierungen ab. Während beim Basismodell bei der OP-Komponente gilt, je größer die Frequenz, desto kleiner die Amplitude (Abb. 6.10), ist dies beim Sohlenmodell genau umgekehrt. Bei der Betrachtung der h_{zz} -Komponente ist der übereinstimmende Kurven-

verlauf deutlich (Abb. 6.11 und Abb. 6.28). Die hinzugefügte Sohle liefert eine negative Signalantwort. Die Anomalie ist durch die Sohle etwas breiter geworden.

Eine feuchte Sohle kann die Messungen stark beeinflussen. Wie das Beispiel der h_{zz} -Komponente des Sohlenmodells I zeigte (Abb. 6.24), ist im Extremfall ein Umklappen der Kurven nicht auszuschließen. Allerdings wurde mit einem spez. Widerstand der Sohlenkörpers von $1 \Omega\text{m}$ gerechnet, was für Sohlenwiderstände sehr gering ist. Aus direkten Messungen des spez. Widerstandes der Sohle liegen realistische Werte im Bereich von $100 \Omega\text{m}$. In diesem Widerstandsbereich ist der Sohleneffekt kaum zu bemerken und der Einfluss der Sohle kann vernachlässigt werden. An den Flanken der Modellkurven kann der alleinige Einfluss der Sohle betrachtet werden. Für die x- und die y-Komponente stellt sich die Sohle mit positiven Amplituden dar; für die z-Komponente ist der Effekt negativ.

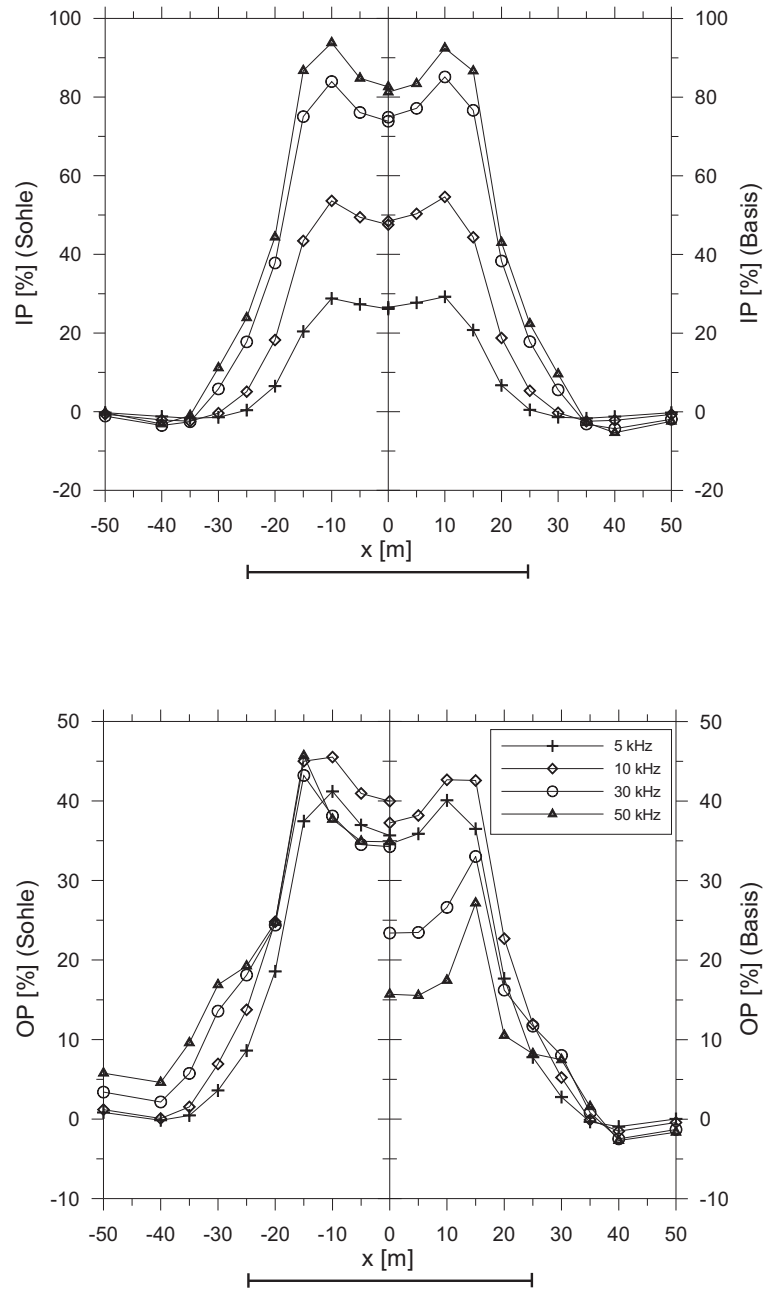


Abbildung 6.26: Sohlenmodell II (s. Abb. 6.25); h_{xx} -Komponente: ρ -Sohle=1 Ωm und ρ -Würfel=1 Ωm , \overline{SE} -Abstand=20 m, $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz. IP (oben) und OP (unten); links: Sohlenmodell, rechts: Basismodell (h_{xx} -Komponente).

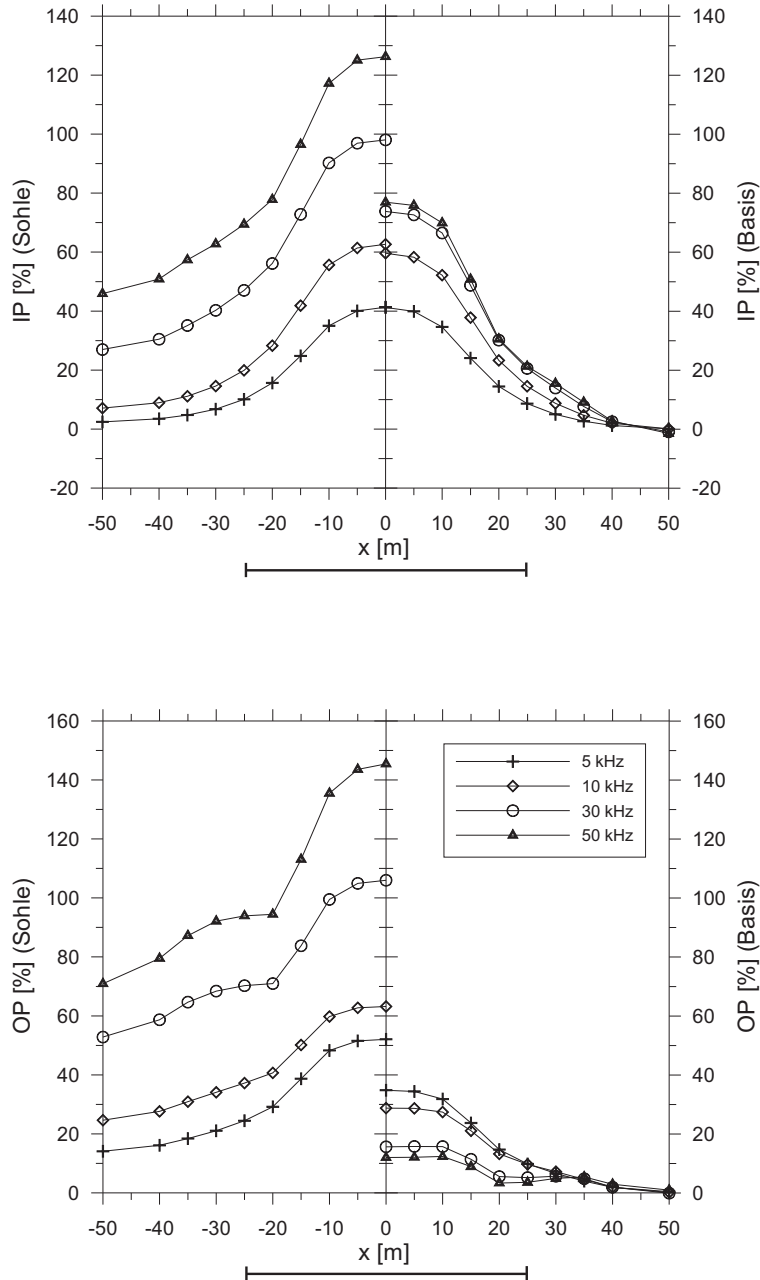


Abbildung 6.27: Sohlenmodell II (s. Abb. 6.25); h_{yy} -Komponente: ρ -Sohle=1 Ωm und ρ -Würfel=1 Ωm , \overline{SE} -Abstand=20 m, $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz. IP (oben) und OP (unten); links: Sohlenmodell, rechts: Basismodell (h_{yy} -Komponente).

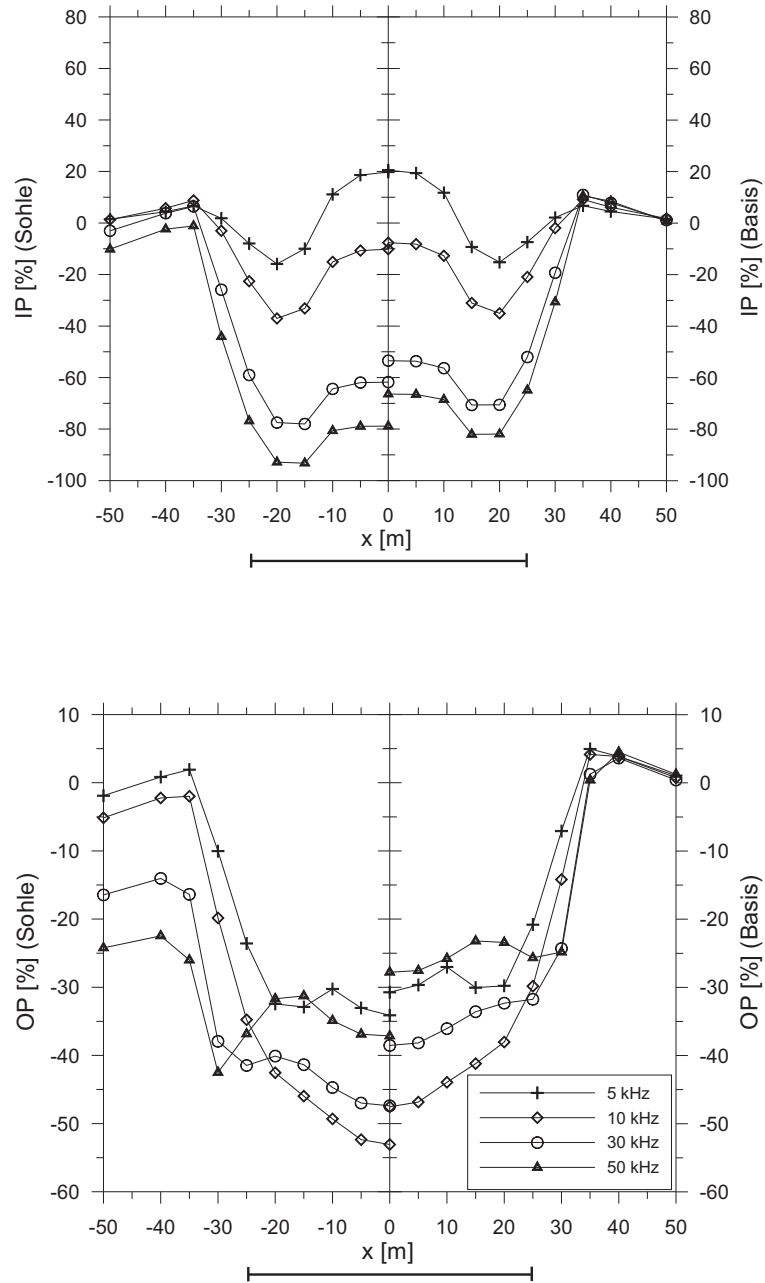


Abbildung 6.28: Sohlenmodell II (s. Abb. 6.25); h_{zz} -Komponente: ρ -Sohle=1 Ω m und ρ -Würfel=1 Ω m, \overline{SE} -Abstand=20 m, $f=5$ kHz, 10 kHz, 30 kHz und 50 kHz. IP (oben) und OP (unten); links: Sohlenmodell, rechts: Basismodell (h_{zz} -Komponente).

6.4 Zuordnung der räumlichen Richtung

Mit den bisher gezeigten Spulenkonfigurationen ist es nicht möglich, die räumliche Lage eines Störkörpers eindeutig anzugeben. Aus dem Kurvenverlauf und einem Vergleich von Messungen, die in horizontal koplanarer und in vertikal koplanarer Anordnung durchgeführt wurden, ist eine Zuordnung immer zweideutig. Mit den beiden koplanaren Anordnungen h_{yy} und h_{zz} ist es lediglich möglich zu untersuchen, ob sich ein Laugenkörper seitlich der Messstrecke (rechts oder links), bzw. im Hangenden oder im Liegenden (oben oder unten) befindet. Je nachdem ist der qualitative Kurvenverlauf verschieden. Die Berechnungen werden mit einem \overline{SE} -Abstand von 20 m durchgeführt. Es wird 10 kHz für die Messfrequenz verwendet und der Störkörper, der sich 2,5 m unter dem Spulensystem befindet, besitzt einen spez. Widerstand von $1\ \Omega\text{m}$ (vgl. Basismodell, Abb. 6.8).

Liegt ein Störkörper (Würfel mit der Kantenlänge 50 m) seitlich und wird in horizontal koplanarer Anordnung gemessen, dann besitzt die Messkurve ein zentrales Maximum, befindet sich der Körper über oder unter dem Spulensystem, dann wird eine IP-Kurve mit einem zentralen Maximum mit zusätzlichen Nebenmaxima gemessen ("W-Typ"). Die OP-Komponente besitzt dagegen ein Minimum (vgl. Abb. 6.29).

Mit der Ergänzung einer Messung mit minimal gekoppelten Spulen, kann die räumliche Lage eindeutig angegeben werden. In Abbildung 6.30 wird der Sender in $+x$ Richtung und der Empfänger in $+z$ -Richtung (h_{xz}) sowie reziprok der Sender in z -Richtung und der Empfänger in $-x$ -Richtung positioniert (h_{z-x}). Beide minimale Konfigurationen unterscheiden sich dadurch, dass sie an der y -Achse gespiegelt sind. In Abbildung 6.31 sind die gleichen Berechnungen für einen Störkörper dargestellt, der sich über dem Spulensystem befindet. Der Unterschied zu Abbildung 6.30 ist der, dass die Kurven an der x -Achse gespiegelt sind. Bei diesen Berechnungen ist die Amplitude der IP-Komponente am deutlichsten, während das Signal der OP-Komponente nicht so deutlich ist. Für eine Zuordnung der räumlichen Richtung genügt es, die IP-Komponente zu betrachten.

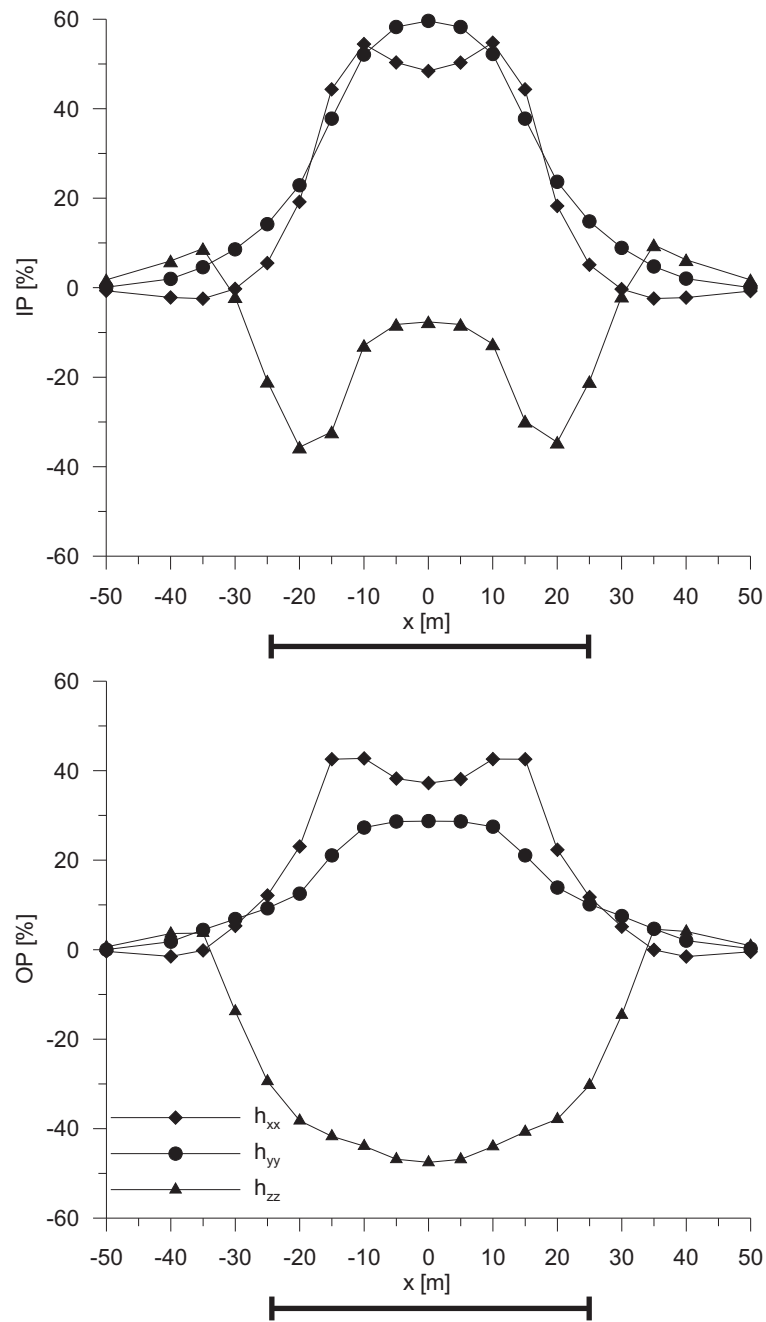


Abbildung 6.29: Basismodell-Kurven für 10 kHz, h_{xx} -, h_{yy} - sowie die h_{zz} -Komponente: Der Modellkörper, der den Laugenbereich simuliert, ist ein Würfel mit einer Kantenlänge von 50 m ($\rho=1 \Omega\text{m}$ und befindet sich über dem Spulensystem; Umgebungswiderstand= $10^4 \Omega\text{m}$); Geometrie s. Abb. 6.8; oben: IP, unten: OP.

Die Vorgehensweise zur Bestimmung der räumlichen Lage eines Störkörpers ist wie folgt: Mit den koplanaren Spulenanordnungen wird untersucht, ob ein Störkörper seitlich oder parallel zur Spulenebene liegt. Danach werden die Spulen so gedreht, dass der Störkörper senkrecht zu den Spulenebenen liegt ("W-Typ"). Anschließend folgt eine Messung mit minimaler Kopplung. Liegt der Störkörper in positiver oder negativer z-Richtung, gilt für das hier verwendete Koordinatensystem (Ursprung auf Höhe des Spulensystems, z-Richtung nach unten) für die IP-Komponente, dass das Vorzeichen der größten Anomalie, die von dem Störkörper hervorgerufen wurde, in die gleiche Richtung wie die Lage des Störkörpers deutet, unabhängig mit welcher minimalen Kopplung gemessen wurde. Liegt der Störkörper im Hangenden (negative z-Richtung), dann ist die Anomalie negativ; befindet sich der Störkörper im Liegenden (positive z-Richtung), dann ist die Anomalie positiv.

In Abbildung 6.32 wird der spez. Widerstand für sechs Werte (0,5 Ωm , 1 Ωm , 5 Ωm , 10 Ωm , 50 Ωm) variiert. Berechnet wird die h_{z-x} -Komponente für 10 kHz. Der Modellkörper befindet sich in negativer z-Richtung oberhalb des Spulensystem, was durch die negative Anomalie bestätigt wird; die OP-Komponente wird hier nicht dargestellt. Die Amplitude der 50 Ωm -Kurve ist zu gering und nicht auswertbar.

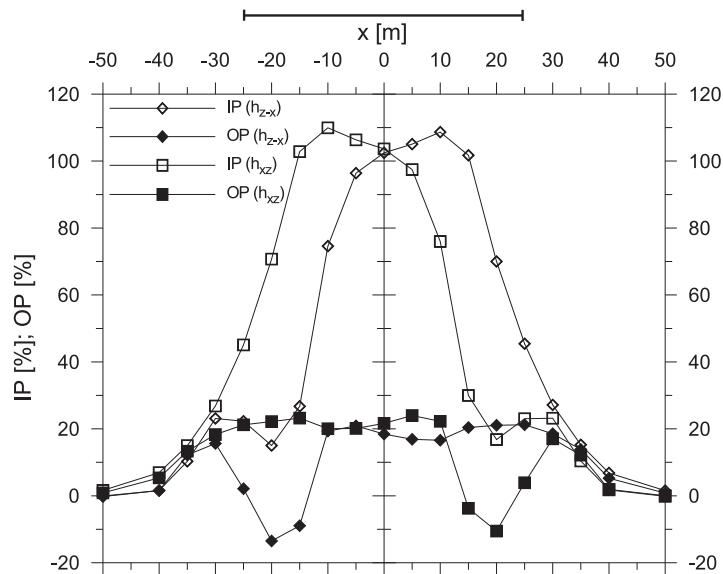


Abbildung 6.30: Minimale Kopplung: Störkörper ($1 \Omega\text{m}$) unter dem Spulensystem ($f=10 \text{ kHz}$, $r=20 \text{ m}$), Geometrie wie beim Basismodell (s. Abb. 6.8); Lage der Spulenebenen: s. Legende.

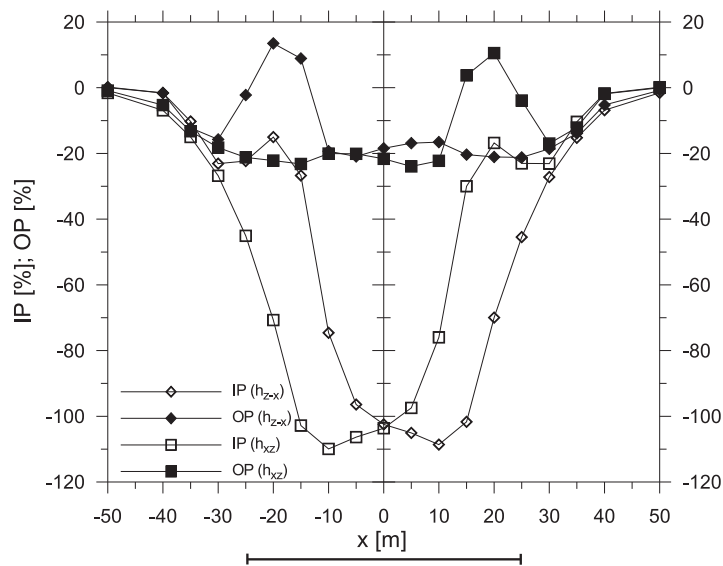


Abbildung 6.31: Minimale Kopplung: Störkörper ($1 \Omega\text{m}$) über dem Spulensystem ($f=10 \text{ kHz}$, $r=20 \text{ m}$), Geometrie wie beim Basismodell (s. Abb. 6.8); Lage der Spulenebenen: s. Legende.

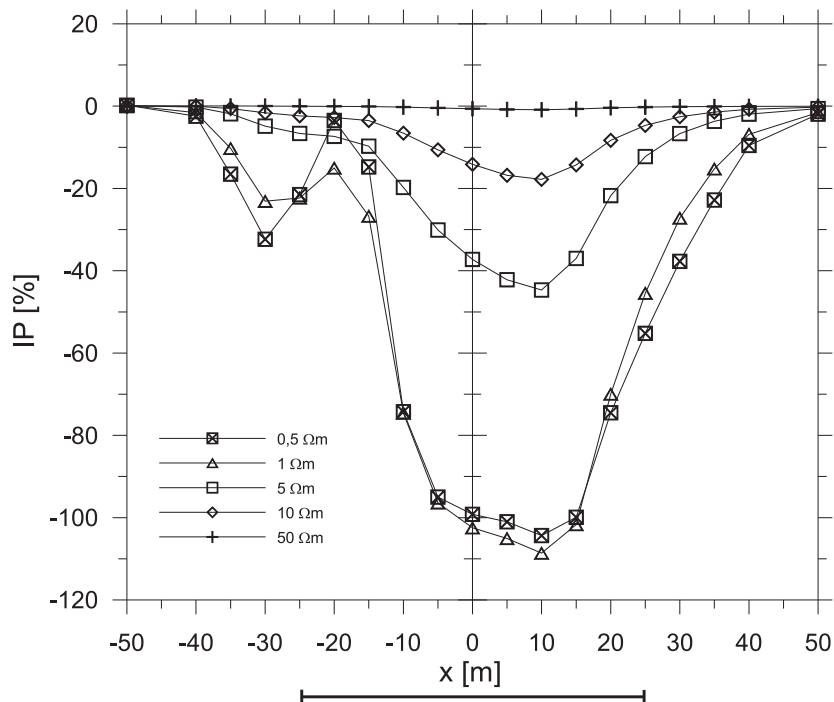


Abbildung 6.32: Minimale Kopplung: Störkörper über dem Spulensystem, $f=10 \text{ kHz}$, $r=20 \text{ m}$, 5 verschiedene spez. Widerstände des Störkörpers (s. Legende), Geometrie wie beim Basismodell (vgl. Abb. 6.8); IP-Komponente.

Kapitel 7

Auswertung von untertägigen Messungen

7.1 Nordfeld der Grube Bischofferode

Die Messungen wurden in einer aufgegebenen Kaligrube im ehemaligen Südharzrevier bei Bischofferode durchgeführt. Die dort vorkommenden Zechsteinfohlen (s. Anh. D) befinden sich in söhliger Lagerung und sind nicht wie in einem Salzstock aufgesteilt. Eine Übersicht über die Messungen, die im nördlichen Bereich des Grubenfeldes stattfanden, ist in KURZ et al. (2001) dokumentiert. Die meisten Messungen wurden mit einem Apex MaxMin I+10 System in horizontal koplanarer Spulenordnung aufgenommen. Neben diesem wurde noch ein EM 34-3 eingesetzt (s. Kap. 2). Die Messungen wurden auf einem Nord-Süd-Profil von -50 m bis +250 m (Abb. 7.1) durchgeführt. Am Profilverpunkt 0 m befindet sich im Hangenden eine bekannte Laugentropfstelle und befeuchtet die darunter liegende Sohle. Sie ist durch stalaktitische Auskristallisierungen an der Firste deutlich zu erkennen. Zusätzlich befindet sich am gleichem Profilverpunkt ein Streckenkreuz, d.h. ausgehend vom Profilverpunkt 0 m wurden zwei Strecken nach Ost und West ca. 40 m weit gebaut. Diese beiden Querstrecken befinden sich senkrecht zur Mess-Strecke. Entlang des Profils wurden die IP- und die OP-Komponente registriert. In Abbildung 7.2 ist die Messung mit einem \overline{SE} -Abstand von 20 m bei einer Schrittweite von 5 m dargestellt.

Um die Datenqualität zu erhöhen, muss auf einen exakten \overline{SE} -Abstand geachtet werden. Dafür wurde der Spulenabstand mit Hilfe eines Maßbandes kontrolliert. Es wurde koplanar gemessen, wobei die Spulenlage mit Libellen korrigiert wurde. Entlang der Strecke befanden sich keine stromführenden

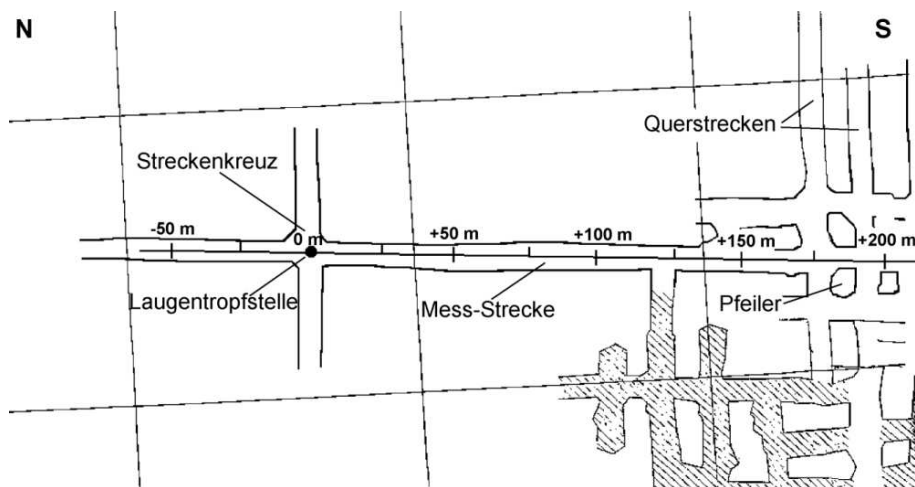


Abbildung 7.1: Das Nord-Süd-Profil in Bischofferode in der Draufsicht. Im Zentrum des Streckenkreuzes am Profilpunkt 0 m befindet sich eine Laugentropfstelle.

Kabel, die die Messungen hätten stören können. Für die Beleuchtung der Mess-Geräte während der Datenaufnahme wurden Grubenlampen verwendet. Trotz dieser günstigen Voraussetzungen konnte eine Streuung der Messwerte nicht verhindert werden (Abb. 7.2). Die Streuung nimmt offensichtlich mit der Frequenz zu, die Frequenz 56 kHz zeigt sogar ein fast chaotisches Verhalten, weshalb sie in die Abbildung nicht mit eingezeichnet ist. Um die Reproduzierbarkeit zu quantifizieren, wurde an drei aufeinander folgenden Tagen das Profil im Bereich von -50 m bis +85 m gemessen. In Tabelle 7.1 sind die Mittelwerte der Streuung für jede Frequenz eingetragen. Die Hauptursachen für das Rauschen ist im Verkippen der Spulenebenen, variierender \overline{SE} -Abstand bzw. eine unterschiedliche Stapeldichte der Messwerte und in einer Drift des Gerätes zu suchen.

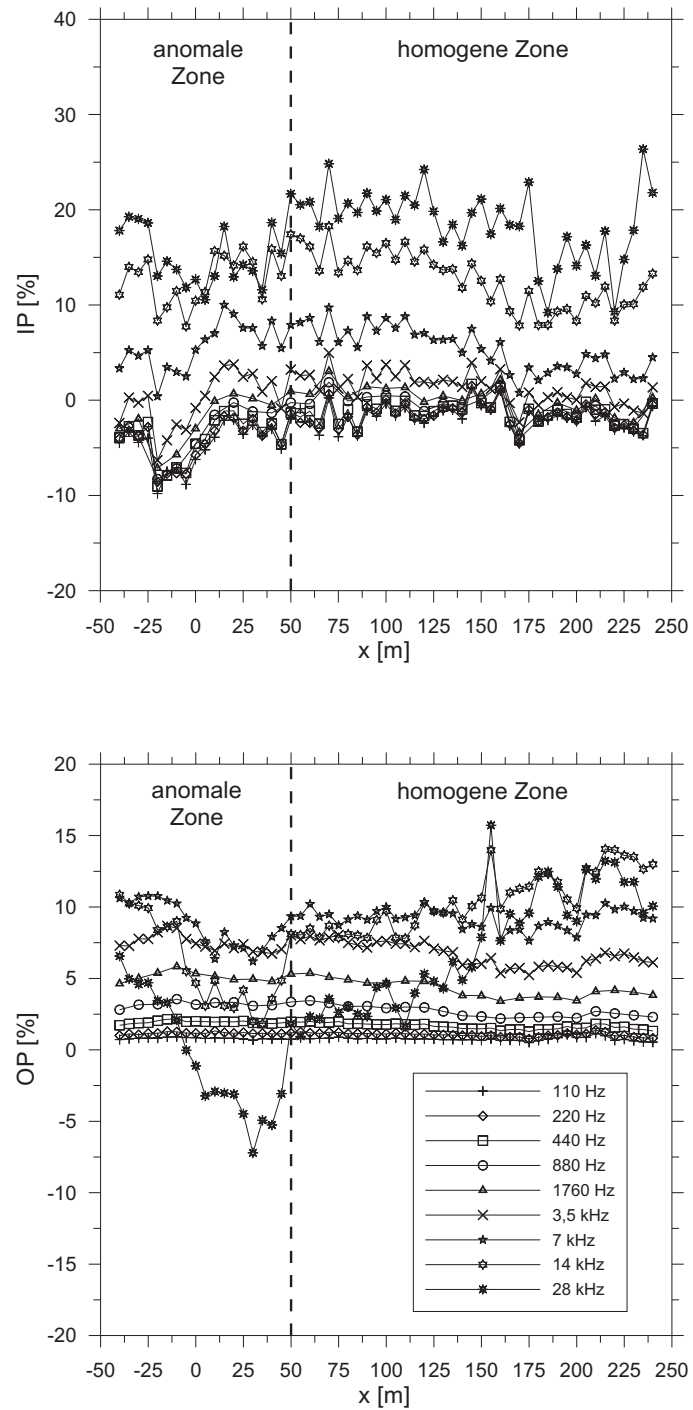


Abbildung 7.2: IP-Komponente (oben) und OP-Komponente (unten) entlang des Profils von -50 m bis +250 m. \overline{SE} -Abstand=20 m.

Tabelle 7.1: Mittelwerte der Streuung von Wiederholungsmessungen zwischen -50 m und +85 m.

Frequenz	Streuung IP [%]	Streuung OP [%]
110 Hz	1,7	0,1
220 Hz	1,8	0,1
440 Hz	1,7	0,1
880 Hz	1,7	0,2
1760 Hz	1,7	0,2
3,5 kHz	1,8	0,3
7 kHz	2,0	0,5
14 kHz	2,5	0,8
28 kHz	3,1	0,6
56 kHz	4,0	0,9

Die Auswertung der Messungen wird auf zwei Bereiche aufgeteilt. Der erste Bereich, der sich von +50 m bis zum Profilende erstreckt, wird als homogen betrachtet. Der zweite Bereich von Profilanfang bis +50 m ist ein anomaler Bereich erkennbar, der offensichtlich durch 2D- oder 3D-Strukturen hervorgerufen wird. Für beide Bereiche muss ein unterschiedlicher Interpretationsansatz gewählt werden.

7.1.1 Homogener Bereich

Für den Bereich von -50 m bis +50 m wird mit Hilfe des Inversionsprogramms EMIXMM PLUS (1994) untersucht, ob die Messwerte an ein Schichtmodell angepasst werden können. Wegen des z.T. chaotischen Verhaltens der 28 kHz und vor allem der 56 kHz Frequenz werden diese nicht für die 1D-Inversion verwendet. Es werden Berechnungen für ein 1-, 2- und 3-Schichtfall durchgeführt (Tab. 7.2).

Bereits bei der Vorgabe einer einzigen Schicht (homogener Halbraum) wird eine gute Anpassung erreicht. Der Fehler beträgt 1,42%. Die Annahme zusätzlicher Schichten führt zu keiner besseren Anpassung. Bei dem 2-

Tabelle 7.2: 1D-Inversion der Messdaten aus dem homogenen Bereich für ein 1-, 2- und 3-Schichtfall.

1D-Modell	spez. Widerstand [Ωm]	Mächtigkeit [m]	Fehler [%]
Halbraum	31	-	1,42
2-Schichten	27 / 453	26	1,29
3-Schichten	27 / 81 / 957	22 / 11	1,29

und 3-Schichtmodell ist der spez. Widerstand der liegenden Schichten höher als der der Deckschicht, was für das elektromagnetische Modell ungünstig ist. Aus der Tatsache, dass die Daten durch einen homogenen Halbraum gut interpretiert werden können, wird die Interpretation auf einen homogenen Vollraum ausgedehnt. Aus den Untersuchungen in Kapitel 4.2 wird vermutet, dass zwischen beiden Lösungen ein Faktor 2 liegt. Im Gegensatz zu den Untersuchungen in Kapitel 4.2, in der unter Vernachlässigung der IP-Komponente der h_{zz} -Anteil der OP-Komponente abgeleitet wurde, wird hier ein Ansatz verwendet, der sich nicht auf kleine Responseparameter beschränkt. Dazu wurde ein Konzept zur Ableitung eines spez. Widerstandes aus der IP- und OP-Komponente (van der KRUK et al. 2000) aufgegriffen und auf die untertägigen Bedingungen übertragen. Im Argand-Diagramm (Abb. 7.3) ist die h_{zz} -Komponente (4.1) für einen Vollraum eingezeichnet. Ergänzt wurde die Abbildung um die Kurve für den Halbraum, Strecken- und das 2-Schichtmodell (vgl. I. Quadrant Abb. 4.2).

Die Anpassung an die Vollraumkurve ist sehr gut. Bei größeren Frequenzen (größerer Responseparameter) tendieren die Messwerte zu der Halbraumkurve. Für eine Interpretation, darf aber das bekannte schlechte Signal zu Rausch Verhältnis nicht außer Acht gelassen werden. Die Streuung ist bei den Messwerten eingetragen.

Zur Berechnung der scheinbaren elektrischen Leitfähigkeit (ρ^{-1}) wird zwischen einem Messwert und der analytischen Vollraumkurve der minimale Abstand gesucht. Dieses Minimum bestimmt einen diskreten Wert auf der Vollraumkurve, aus dem der scheinbare spez. Widerstand aus dem Responseparameter (p_v) berechnet werden kann. Dies ist möglich, da die Frequenz und der verwendete \overline{SE} -Abstand bekannt ist. Für den homogenen Bereich sind die so ermittelten Werte in Abbildung 7.4 eingetragen. Deutlich ist bei der Vollraumlösung ein Trend des spez. Widerstandes von Profilmeter +50 m mit

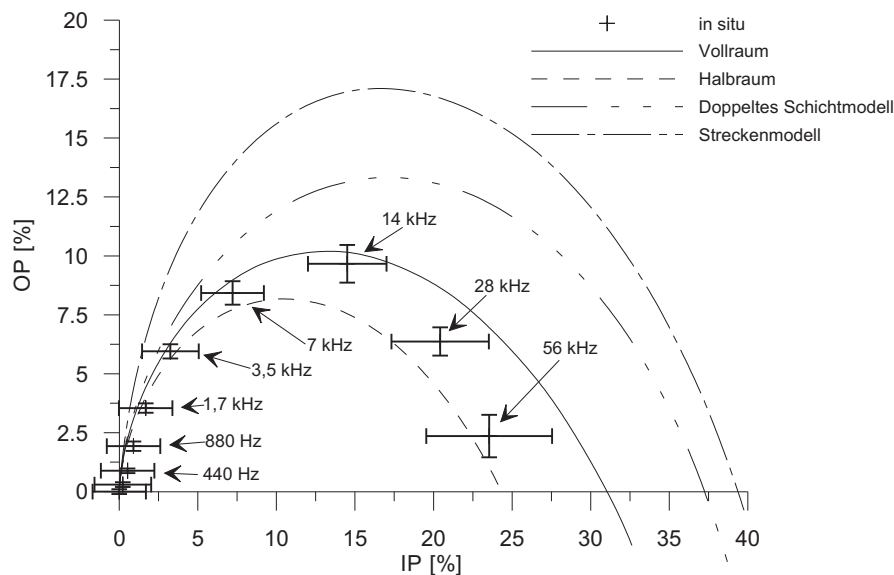


Abbildung 7.3: Argand-Diagramm zur Berechnung eines spez. Widerstandes. Die in situ Werte wurden über den homogenen Bereich gemittelt. Ergänzt wurden die Messungen um die Streuung

40 Ωm bis zum Profilende bei +240 m mit 80 Ωm zu erkennen. Zusätzlich ist noch die Auswertung für weitere Messungen (EM34-3: vertikal und horizontal koplanar, MaxMin: Spulenabstand 20 m und 40 m) eingetragen. Bei diesen Messungen liegt allerdings eine Halbraumlösung zu Grunde, weshalb der Widerstandsverlauf um einen Faktor 2 von der Vollraumlösung differiert. Der Trend wird durch die Messungen mit dem Spulenabstand von 40 m, als auch durch die EM34-3 in vertikal koplanarer Konfiguration belegt. Beides ist eine zusätzliche Bestätigung für die homogenen Widerstandsverhältnisse, da ihre Erkundungstiefen im Vergleich zu der MaxMin-Messung mit 20 m Spulenabstand in vertikal koplanarer Anordnung unterschiedlich sind.

Die errechneten spez. Widerstände entlang der Strecke sind für das Salinar äußerst gering. Dafür kommen vielfältige Gründe in Betracht. Nach dem Streckenbau wird die unebene Sohle durch Eintrag von Salzgrus geglättet. Anschließend wird der locker aufgetragene Salzgrus durch Feuchteeintrag kompaktiert und verdichtet. Da im normalen Grubenbetrieb die Bewetterung nicht über diesen Bereich des Grubenbaues hinweg geführt wird, muss von einem schlechtem Abtrocknen ausgegangen werden. Ein weiterer Feuchteeintrag ist durch die bekannte Laugentropfstelle vorhanden. Bei der hohen Porosität der Sohlenbereiches wird sich die Lauge von der Stelle kontinuier-

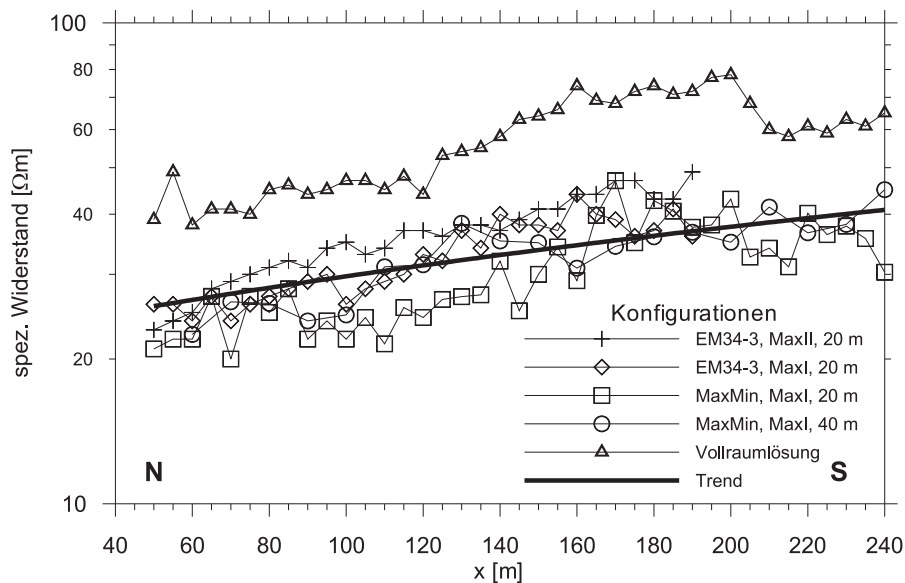


Abbildung 7.4: Spez. Widerstand berechnet mit der analytischen Lösung des Vollraumes entlang des homogenen Bereiches von +50 m bis +250 m

lich ausbreiten. Es muss ebenfalls berücksichtigt werden, dass der überall im Hangenden vorkommende Deckanhydrit spez. Widerstände im Bereich von 30 Ωm haben kann (NICKEL 1991).

7.1.2 Anomaler Bereich

Unter der Annahme von homogener Durchfeuchtung, d.h. 1D-Interpretation, deuten die Messwerte bis 14 kHz auf einen geringen Responseparameter hin; sie liegen im I. Quadranten der Abbildung 4.2. Die Laugentropfstelle bei 0 m ist aber ein Indikator für inhomogene Verhältnisse. Das Modell des homogenen Vollraumes wird dem nicht mehr gerecht. Bei qualitativer Betrachtung fällt auf, dass sich die Anomalie symmetrisch in den Messkurven abbildet, weshalb von einem symmetrischen Störkörper ausgegangen wird.

Eine Wirkung des Streckenkreuzes kann vernachlässigt werden (vgl. Kap. 6.1). Der Schwerpunkt liegt auf der Interpretation eines Laugenkörpers (vgl. Kap. 6.2.1). Allerdings ist der Anomalie noch ein Hintergrundfeld (geologisches Rauschen) überlagert, was an den Flanken der Anomalie zu erkennen ist. Dort gehen die Kurven nicht auf Null, sondern in das homogene Feld über. Für die Betrachtung des Laugenkörpers wird deshalb das Hintergrundfeld abgezogen und der Störkörper isoliert

Tabelle 7.3: Maximale Amplituden im anomalen Bereich abzüglich einem Hintergrundfeld und analytisch modellierte Werte des Kugelmodells.

Frequenz [kHz]	in situ		analytisch	
	IP [%]	OP [%]	IP [%]	OP [%]
7	0	5	0,5	2
14	0	7,5	2	4
28	5	10	4	5

betrachtet. Bezogen auf den Mittelpunkt der Anomalie ergibt sich in der IP-Komponente nur eine geringe Amplitude, während die OP-Komponente bei 7 kHz bei ca. 5% und bei der 14 kHz bei ca. 7,5% liegt.

Die numerischen Modellierungen werden mit einer Frequenz von 10 kHz durchgeführt. Diese liegt zwischen 7 kHz und 14 kHz und schließt den Bereich ein, bei dem die Anomalie in der OP-Komponente deutlich ist. Bei den analytischen Berechnungen werden die Frequenzen ab 7 kHz berücksichtigt. Der \overline{SE} -Abstand beträgt 20 m. Die Dimension des Laugenkörpers wird aus der Halbwertsbreite der Anomalie abgeleitet. Es wird davon ausgegangen, dass sich der Laugenkörper relativ oberflächennah zum Spulensystem befindet.

Interpretation: Analytisch mit Kugelmodell

Die analytische Interpretation erfolgt mit dem in Kapitel 4.4 vorgestellten Kugelmodell. Mit der 'Trial and Error'-Methode wird versucht, die Messdaten an die analytische Kurve anzupassen. Variiert wird der Radius der Kugel, der zu Beginn mit 20 m angenommen wurde, als auch der Abstand der Kugel zum Mess-System. Die Veränderung des Radius beeinflusst dabei den gesamten Responseparameter (p_K).

In Tabelle 7.3 steht in den ersten beiden Spalten der Minimumwert der Anomalie bei Profilmeter 25 m abzüglich des Hintergrundfeldes. Zum Vergleich sind in die nächsten beiden Spalten die analytisch berechneten Werte eingetragen.

Es wird keine gute Anpassung erreicht. Die Kugel hat einen Radius von 12,5 m, der Abstand Oberkante Kugel zum Messniveau beträgt 7,5 m und der spez. Widerstand der Kugel liegt bei 3 Ω m.

Interpretation: Numerisch mit 'em2d3d'

Ausgehend auf den Untersuchungen in Kapitel 6.2.1 wird der Störkörper (Würfel: 50 m Kantenlänge) mit verschiedenen spez. Widerständen modelliert. Sie liegen zwischen 0,1 Ωm und 50 Ωm . Der offensichtlich geringe Abstand des Laugenkörpers zur Strecke wird mit 2,5 m berücksichtigt.

Bei den in situ-Messungen wird von einem maximalen Amplitudenwert an der Position 0 m in der IP-Komponente von 0% und in der OP-Komponente von ca. 6% ausgegangen. Das entspricht dem Mittelwert bei den Frequenzen von 7 kHz sowie 14 kHz und entspricht der modellierten Frequenz von 10 kHz. Die Modellkurven (Abb. 7.5) zeigen, dass die IP-Komponente einem in situ-Wert entspricht, bei dem für den Störkörper ein spez. Widerstand zwischen 1 Ωm und 50 Ωm angenommen wird. Die OP-Komponente ist nur mit Widerstandswerten von $< 5 \Omega\text{m}$ erklärbar. Somit schränkt es den Widerstandsbereich zwischen 1 Ωm und 5 Ωm ein.

Im Vergleich mit dem analytischen Kugelmodell sind die Ergebnisse nicht unterschiedlich. Der interpretierte spez. Widerstand erscheint niedrig. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass direkt unter einem Laugenkörper gemessen wurde. Trotzdem konnte hier nur ein einziges, einfaches Modell berücksichtigt werden.

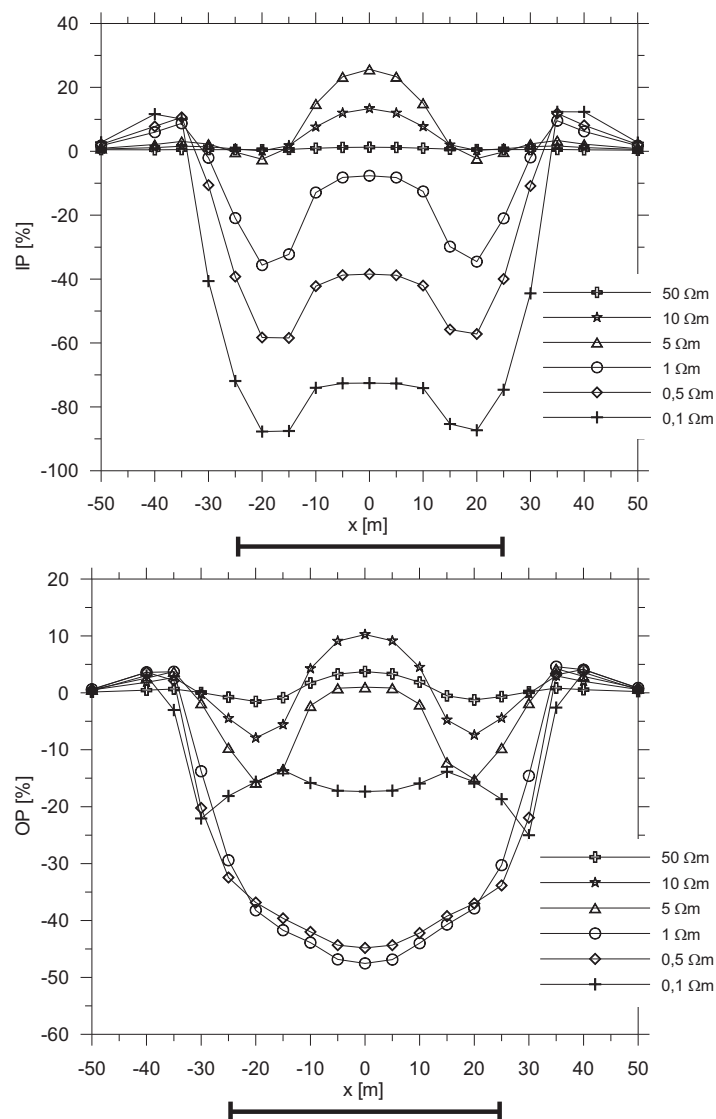


Abbildung 7.5: Modellkurven für das Basismodell (Würfel mit 50 m Kantenlänge); $\rho=0,1 \Omega\text{m}$ bis $50 \Omega\text{m}$; oben: IP-Komponente; unten: OP-Komponente

7.2 Westfeld der Grube Bischofferode

Weitere Messungen wurden im Westfeld der Grube Bischofferode durchgeführt (Abb. 7.6). Durch drei Bohrungen (B1, B2, B3) ist bekannt, dass der Hauptanhydrit (A3), der sich im Hangenden befindet, laugenführend ist. Allerdings wurde die Lauge in unterschiedlicher Tiefe und unterschiedlicher Intensität angetroffen. In der Bohrung B1 trat Lauge in großen Mengen in ca. 15 m Tiefe aus, während in der Bohrung B2 lediglich Tropflauge in rund 50 m Tiefe festgestellt wurde. Die Bohrung B3 erbohrte Lauge in geringen Mengen in ca. 30 m Tiefe.

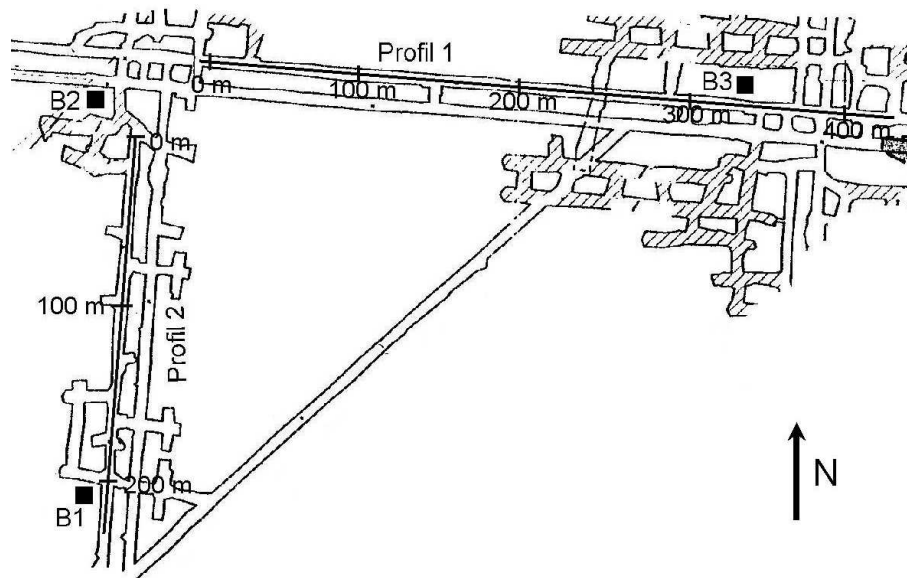


Abbildung 7.6: Die EM Profile im Westfeld der Grube Bischofferode.

Ein Vorteil zu den Messungen im Nordfeld der Grube war, dass Lauge nicht unmittelbar auf die Sohle tropfte und somit von generell höheren Widerstandsverhältnissen im Streckenbereich auszugehen ist. Daher sollten sich eventuell vorhandene voluminöse leitfähige Bereiche gut zu detektieren sein. Es sollte durch schnelle Übersichtsmessungen Klarheit über die Feuchteverteilung erlangt werden. Dies wurde durch eine nicht zu enge Schrittweite und durch Beschränkung auf ausgewählte Frequenzen realisiert. Es werden hier Messungen in horizontal koplanarer Konfiguration bei einem Spulenabstand von 20 m entlang von Profil 1 gezeigt. Der Zeitbedarf für diese Messungen betrug ca. 3,5 h.

Im Bereich von 100 m bis ca. 225 m befindet sich in der OP-Komponente bei 14 kHz ein Minimum, während in der IP-Komponente um diesen Bereich ein Maximum zu erkennen ist (Abb. 7.7). Aus der IP- und OP-Komponente wird unter Annahme eines homogenen Vollraumes ein spez. Widerstand entlang des Profils berechnet (Abb. 7.8). Dieses Prinzip wurde im vorigen Kapitel 7.1.1 vorgestellt.

Am Profilanfang des Profils 1 liegen für alle drei Frequenzen die berechneten Kurven des scheinbaren spez. Widerstandes in der gleichen Größenordnung (Abb. 7.8). Er liegt bei 100 Ωm und fällt danach auf einen Wert von ca. 30 Ωm in der Profilmitte. Zum Profilende teilen sich die Kurven. Dort liegt der scheinbare spez. Widerstand für die 3,5 kHz-Kurve bei ca. 500 Ωm , für die 7 kHz-Kurve bei ca. 100 Ωm und für die 14 kHz-Kurve bei ca. 50 Ωm .

Generell gilt, je höher die Frequenz die den Berechnungen zu Grunde liegt, desto niedriger ist der berechnete spez. Widerstand und je höher die Erkundungstiefe desto höher ist der spez. Widerstandswert.

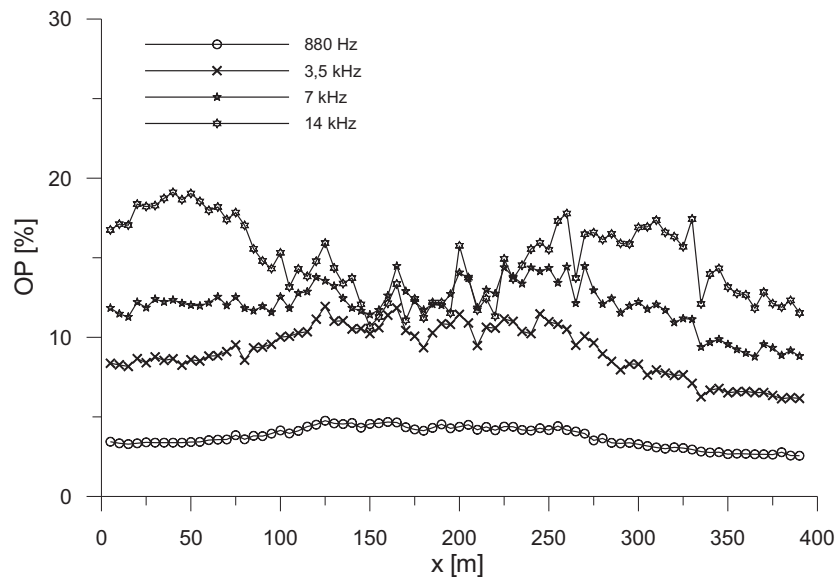
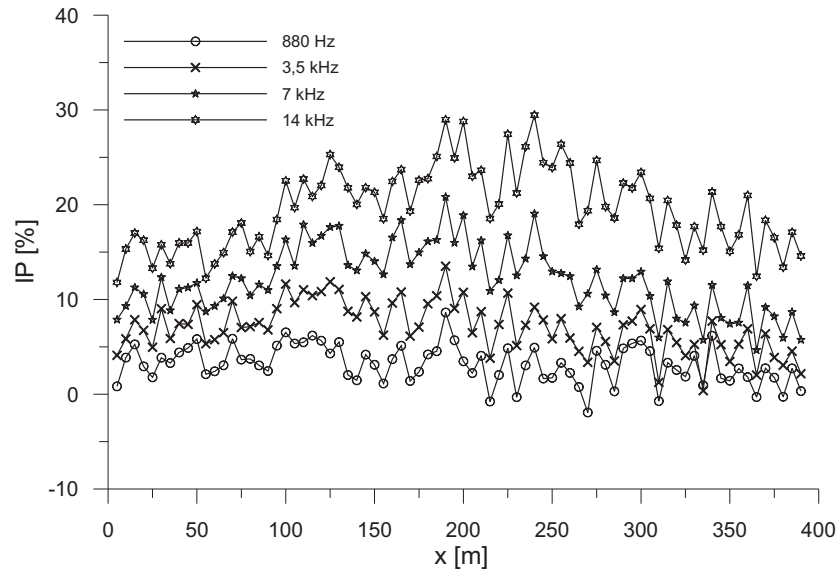


Abbildung 7.7: IP-Komponente (oben) und OP-Komponente (unten) im Westfeld entlang des Profils von 0 m bis +400 m. Der Spulenabstand betrug 20 m.

Die gleichen Berechnungen werden entlang von Profil 2 durchgeführt. Es zeigt sich eine generelle Abnahme des spez. Widerstandes von Profilanfang bis zum Ende (Abb. 7.9). Die 14 kHz-Kurve verläuft von 60 Ωm bis 30 Ωm , die 7 kHz-Kurve von 150 Ωm bis 30 Ωm und die 3,5 kHz-Kurve von 800 Ωm bis 60 Ωm .

Die berechneten Widerstandswerte sind niedrig, liegen aber z.T. höher als im Nordfeld der Grube (Kap. 7.1). Wie aus den Bohrungen (B1, B2, B3) bekannt ist, ist der Graue Salzton (T3) mehrere Meter mächtig und auch der Anhydrit (A3) wurde z.T. mehrere Meter mächtig erbohrt. Gerade vom A3 wird davon ausgegangen dass er zerklüftet ist und somit ein gutes Reservoir für Lauge darstellt.

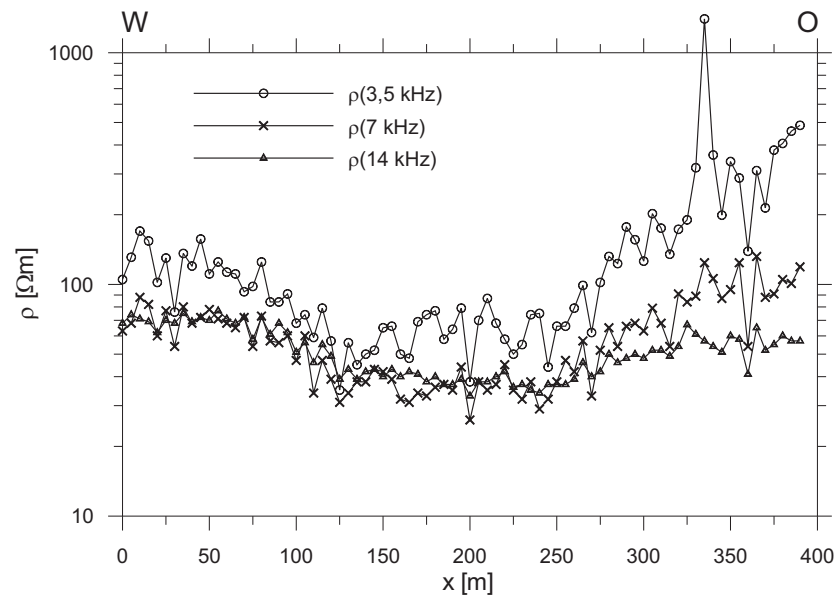


Abbildung 7.8: Der scheinbare spez. Widerstand im Westfeld der Grube Bischofferode entlang des West-Ost-Profiles; Spulenabstand=20 m.

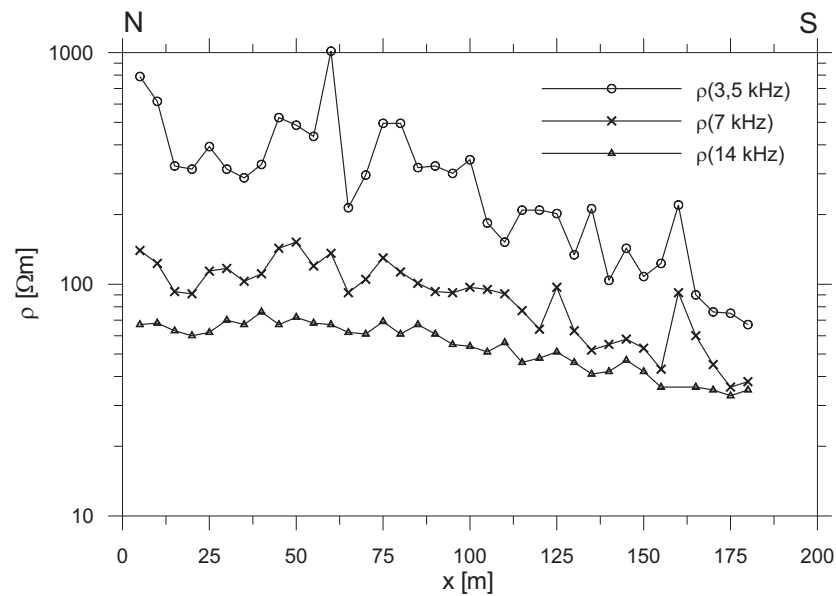


Abbildung 7.9: Der scheinbare spez. Widerstand im Westfeld der Grube Bischofferode entlang vom Profil 2 (Nord-Süd-Profil); Spulenabstand=20 m.

7.3 Empfehlungen für Messeinsatz

Vor den Messungen sollte eine Vorstellung über die zu erreichende Erkundungstiefe bestehen, um den Sender-Empfänger-Abstand danach auszurichten. In horizontal koplanarer Spulenausrichtung entspricht die Erkundungstiefe ungefähr dem Spulenabstand. Bei den im Bergbau relevanten Fragestellungen, wie z.B. die Untersuchung von Laugenreservoirs im streckennahen Bereich, bzw. die Untersuchung der Leitfähigkeitsverteilung entlang der Auflockerungszone, werden hauptsächlich die kleineren Spulenabstände benötigt, d.h. beim verwendeten MaxMin-Gerät 20 m bzw. 40 m. Je geringer der Spulenabstand ist, desto anfälliger reagiert das System auf Positionierungsfehler der Spulen, d.h. ungenauer Spulenabstand, bzw. Verkippen der Spulen. Diese Änderungen werden hauptsächlich in der IP-Komponente deutlich, da das Messgerät intern auf ein Primärsignal normiert, das für einen korrekten Spulenabstand berechnet wurde. Für die Positionierung empfiehlt sich daher, die komplette Mess-Strecke mit einem Massband auszulegen, an dem der Spulenabstand ständig korrigiert werden muss.

Es ist sinnvoll eine Schrittweite zu wählen, die $\frac{1}{4}$ des Spulenabstandes entspricht. Mit dieser Konfiguration ist ein zügiger Messfortschritt gewährleistet, ohne Informationen durch zu grobes Abtasten zu übersehen. An jedem Messpunkt werden mehrere Frequenzen nacheinander gemessen. Dabei ist es nicht notwendig alle zur Verfügung stehenden Frequenzen zu verwenden, sondern eine Auswahl zu treffen, wodurch der Messfortschritt erhöht wird. Bei der Auswahl sollte der Schwerpunkt bei den hohen Frequenzen liegen. Allerdings hat sich gezeigt, dass gerade die höchsten Frequenzen nicht immer technisch „stabil“ sind, eine starke Streuung aufweisen und störanfällig sind. Am wenigsten störanfällig von den hohen Frequenzen zeigte sich die 14 kHz Frequenz, weswegen sie auf jeden Fall verwendet werden sollte. Zur Erfassung des Niveaus auf das das EM-Gerät kalibriert ist, sollte eine tiefe Frequenz mit gemessen werden. Die Bevorzugung von hohen Frequenzen hat auch den Vorteil, dass in diesem Frequenzbereich weniger Strom verbraucht wird, als bei den niedrigen Frequenzen. Ein schwacher Ladezustand der Akkus beeinflusst die Messungen sehr stark. Eine Überprüfung der Akkus, besonders vom Sender, muss häufig durchgeführt werden. Bei Bedarf können die Messungen entlang des Profils verdichtet und weitere Frequenzen gemessen werden. Damit wird gleichzeitig auch die Reproduzierbarkeit der Daten überprüft.

Im Salzbergbau verwendete Eisenanker zur Sicherung des streckennahen Bereichs stören die Messungen nicht. Einen großen Störeinfluss hat aber voluminöses Eisen, wie z.B. gestapelte Eisenträger oder Generatoren. Kurze Kabelstränge (1 m - 2 m) sind ebenfalls für die Messungen nicht relevant. Entlang von Strecken sind häufig zum Betrieb von Lüftern Starkstromleitun-

gen (sogenannte 6kV-Leitungen) verlegt. Zur Abschätzung der Effekte die von diesen Kabeln hervorgerufen werden, wurden Messungen parallel zu solchen Leitungen einmal mit und ohne Stromfluss durchgeführt. Es zeigte sich keine merkliche Änderung zwischen beiden Messungen. Allerdings ergaben Messungen entlang einer Kombination von verschiedenen Stromleitungen, wie z.B. Steuerungskabel, Modemkabel, Telefonkabel und 230 V-Leitungen, nicht interpretierbare Daten. Um die Störeinflüsse zwischen Kabeln und Spulensystem zu minimieren, kann versucht werden, die Spulenebenen so auszurichten, dass sie minimal mit den Leitungen koppeln; d.h. die Spulenebenen auf die Kabel ausrichten. Grubenlampen, die immer während des Aufenthaltes unter Tage eingeschaltet waren, störten die Messungen nicht.

Schwierig gestaltete sich, die Spulen minimal zu koppeln. Es gelang bei keinem Messeinsatz, die Spulen über das komplette Profil hinweg immer wieder exakt senkrecht zueinander auszurichten. Besonders hinderlich war die generell unzureichende Ausleuchtung der Strecke, so dass kein direkter Sichtkontakt zwischen Sender und Empfänger bestand. Eine Möglichkeit, die aber nicht getestet wurde, ist es mit einem Laser zu arbeiten, der dann vom Sender kommend mit einem Prisma am Ort des Empfängers in einem 90° Winkel abgelenkt wird.

7.4 Zusammenfassung in situ Messungen

Es wurden Messungen aus zwei Grubenfeldern des Kali-Südharzreviers vorgestellt. Standardmäßig wurde ein Apex MaxMin I+10-Gerät in horizontal koplanarer Konfiguration eingesetzt.

Im Nordfeld der Grube Bischofferode wurden Messungen entlang eines ca. 300 m langen Nord-Süd-Profiles durchgeführt. Qualitativ konnten die Messungen in einen homogenen Bereich und in einen Bereich getrennt werden, der von einer Laugentropfstelle beeinflusst war. Diese Bereiche wurden getrennt ausgewertet. Neben dem MaxMin-Gerät wurde zusätzlich noch ein EM34-3-Gerät in vertikal koplanarer und horizontal koplanarer Konfiguration eingesetzt. Die Berechnung der spez. Widerstandsverteilung entlang des homogenen Streckenbereichs erfolgte unter Berücksichtigung der IP- und OP-Komponente mit einem analytischen Ansatz. Es konnte ein Trend von $40 \Omega\text{m}$ am Profilanfang bis zum Profilende mit $80 \Omega\text{m}$ berechnet werden. Der anomale Bereich wurde auf Basis von numerischen Modellrechnungen und auf Basis des analytischen Kugelmodells durchgeführt. Beide Interpretationsansätze ergänzten sich gut und es ergab sich ein spez. Widerstand eines streckennahen Laugenreservoirs im Widerstandsbereich von $3 \Omega\text{m}$.

Im Westfeld der Grube wurden Messungen entlang von zwei senkrecht aufeinander stehenden Profilen durchgeführt. Dabei lag der Schwerpunkt darauf, die Vorzüge des Verfahrens (induktive Ankopplung) auszunutzen und die Leitfähigkeitsverhältnisse entlang der Strecke schnell zu erfassen.

Profil 1 (West-Ost-Profil) hatte eine Länge von 400 m. Es wurde mit einem Spulenabstand von 20 m, einer Schrittweite von 5 m und mit 4 Frequenzen gemessen. Die Messzeit um dieses Profil mit einer horizontalen koplanaren Spulenkonfiguration aufzunehmen, betrug 3,5 h. Aus der IP- und OP-Komponente wurde die Leitfähigkeitsverteilung auf Basis eines homogenen Vollraumes berechnet. Der spez. Widerstand entlang der Strecke variiert von 30 Ωm bis ca. 200 Ωm . Das dazu senkrechte Profil 2 (Nord-Süd-Profil), das mit der gleichen Konfiguration wie das Profil 1 vermessen wurde, zeigt eine Abnahme des spez. Widerstandes von mehreren Hundert Ωm bis 30 Ωm . Der niedrige spez. Widerstand korreliert mit dem Bereich in dem durch eine Bohrung eine Laugenstelle erbohrt wurde. Ein abgegrenzter anomaler Bereich konnte in keinem der Profile lokalisiert werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung & Ausblick

Die Arbeit beschäftigt sich mit der Anwendung des elektromagnetischen Induktionsverfahrens unter Tage im Salinar sowie der Auswertung und Interpretation der Messdaten. Im Gegensatz zu Messungen über Tage müssen die speziellen Vollraumverhältnisse berücksichtigt werden, d.h. die Störkörper liegen nicht nur unter dem Spulensystem, sondern können sich auch seitlich oder über dem Spulensystem befinden. Neben der Möglichkeit, Störkörpern eine räumliche Lage zuzuordnen, werden weitere Effekte, wie z.B. der Einfluss des Stoßes oder Streckeneinmündungsbereiche untersucht. Die systematischen Studien zur Untersuchung von den Effekten werden mit einem 3D-Finite-Differenzen-Modellierungsprogramm durchgeführt.

Der Rechenalgorithmus des numerischen Programms wurde mit dem analytischen Vollraum- und dem doppelten Schichtmodell (Sandwichmodell) überprüft. Beide Programme lieferten nahezu identische Ergebnisse. Das Sandwichmodell wurde genutzt, um die Wirkung des Vollraumes im Vergleich zum Halbraum abzuschätzen. Bei kleinem Responseparameter, zeigte sich, dass das Sandwichmodell ein doppeltes Signal im Vergleich zum Halbraummodell liefert. Andere Untersuchungen, die für einen Spulenabstand von 20 m und einer Frequenz von 10 kHz durchgeführt wurden, ergaben, dass Schichten mit einem spez. Widerstand von $10^4 \Omega\text{m}$, nicht zu detektieren sind.

Mit einem Finite-Differenzen-Programm wurden realistischere Modellszenarien erstellt. Das Schichtmodell wurde um seitliche senkrechte Begrenzungsflächen erweitert und der Einfluss eines Stoßes untersucht. Dieser ist unbedeutend, wenn der spez. Widerstand über $50 \Omega\text{m}$ liegt, unabhängig von der gewählten Spulenkonfiguration. Das einfache Streckenmodell wurde durch einmündende Strecken ergänzt. Diese können ebenfalls vernachlässigt werden, solange in horizontal koplanarer, oder in vertikal koaxialer Anordnung gemessen wird. In vertikal koplanarer Anordnung kann der Effekt für

die 50 kHz-Frequenz mehr als 10% betragen.

Als Ausgangsmodell zur Simulation von Laugenreservoiriren wurde ein Basismodell konstruiert. Dazu diente ein Störkörper mit der Geometrie eines Würfels (Kantenlänge: 50 m), der 2,5 m vom Messniveau entfernt ist und einen spez. Widerstand von $1 \Omega\text{m}$ besitzt. Dieses Modell ist in allen untersuchten Spulenkonfigurationen deutlich zu erkennen und zeigt für jede Konfiguration eine typische Kurvenform. Diese Kurvenform kann bereits qualitativ genutzt werden, um die räumliche Lage eines Körpers einzugrenzen.

Die Geometrie des Störkörpers wurde systematisch verändert, um die Detektierbarkeit zu untersuchen. Die Detektierbarkeit hängt entscheidend vom Volumen des Störkörpers ab. Schmale Körper (im Vergleich zum Spulenabstand) sind nicht zu erfassen. Durch Änderung der vertikalen Ausdehnung des Störkörpers konnte gezeigt werden, dass lediglich die den Spulen zugewandte Fläche des Würfels detektiert wird. Mit einem Spulenabstand von 20 m, einer Messfrequenz von 10 kHz und einem spez. Widerstand von $1 \Omega\text{m}$ ergibt sich eine Skintiefe von 5 m, d.h. eine vertikale Erstreckung des Körpers von mehr als 5 m beeinflusst das Mess-Signal nur gering. Weiterhin wurde der Störkörper von der Messebene entfernt. Ab einer Entfernung, der dem Spulenabstand entspricht, liegt das Mess-Signal unter der Detektionsgrenze von 3%.

Das Basismodell wurde um einen weiteren Störkörper, der eine Sohle simulieren soll, mit einem spez. Widerstand von $1 \Omega\text{m}$ erweitert. Einmal wurde der voluminöse Störkörper über der Sohle und einmal seitlich zur Sohle positioniert. Die Sohle beeinflusst die Amplitude z.T. wesentlich, verändert aber den qualitativen Kurvenverlauf der charakteristisch für die jeweilige Konfiguration ist kaum. Der Sohleneinfluss kann am Beginn und am Ende der Messkurve isoliert betrachtet werden.

Eine eindeutige Lokalisierung des Störkörpers im Raum ist mit einer zusätzlichen Messung in minimaler Spulenkopplung möglich. Anhand der charakteristischen Kurvenform kann bereits aus einer maximal gekoppelten Spulenanordnung geschlossen werden, ob sich ein Störkörper über, unter bzw. seitlich des Spulensystems befindet; die Angabe der räumlichen Lage ist zweideutig. Mit einer minimal gekoppelten Spulenanordnung wird in der IP-Komponente eine markante Anomalie gemessen, mit der der Störkörper eindeutig zugeordnet werden kann.

Einschränkend sei erwähnt, dass bei den Modellrechnungen von einem definierten Körper (Würfel) mit klar definierten, scharfen Rändern ausgegangen wurde. Die Modellierungen zeigten, dass damit eine Ortung und Lokalisierung unter günstigen Voraussetzungen (niedriger spez. Widerstand, großes Volumen, optimale Position zum Spulensystem) möglich ist. Diese Idealvor-

stellung ist in situ nicht vorhanden, vielmehr muss von mehreren feuchten Bereichen im Gebirge ausgegangen werden, die sich an keiner einfachen Geometrie orientieren.

Praktische Messungen erfolgten in der Grube Bischofferode im ehemaligen Kali-Südharzrevier entlang von mehreren Mess-Strecken. Im Nordfeld der Grube wurde ein voluminöses Laugenreservoir mit einem spez. Widerstand von $3 \Omega\text{m}$ bestimmt. Diesem anomalen Bereich schloss sich ein Streckenbereich an, der sich homogen mit einem mittleren spez. Widerstand von $60 \Omega\text{m}$ abzeichnete. Im Vergleich zu anderen geophysikalischen Methoden kommt das elektromagnetische Induktionsverfahren ohne aufwendige Installationen aus, so dass es schnell einsatzbereit ist. Durch gezielte Auswahl der Frequenzen und eine sinnvolle Schrittweite, kann eine zusätzliche Erhöhung des Messfortschrittes erreicht werden. Das wurde für Untersuchungen in einem weiteren Grubenfeld ausgenutzt, um die Leitfähigkeitsverhältnisse schnell zu erfassen. Ein über 400 m langes Profil konnte innerhalb von 3,5 h Stunden, bezüglich seiner Leitfähigkeitsverteilung untersucht werden.

Zukünftige Messungen sollten mit möglichst hohen Frequenzen durchgeführt werden. Dabei hat sich gezeigt, dass die heute vorhandenen Messgeräte zwar eine hohe Messfrequenz versprechen, dies aber technisch nicht ausgereift ist. Die hohen Frequenzen sind für eine Interpretation, die sich nicht nur auf den Bereich der kleinen Induktionszahlen beschränkt wichtig und erst mit hohen Frequenzen können feuchte Bereiche untersucht werden, deren spez. Widerstände im Bereich von 10er Ωm liegen.

In der untertägigen Anwendung zeigte sich, dass es von Vorteil wäre, wenn standardmäßig alle drei Komponenten (h_{xx} , h_{yy} , h_{zz}) gleichzeitig an einer Messposition gemessen werden könnte. Das wäre mit mehreren Empfängern möglich. Eine weitere Verbesserung, wäre im Bereich der Messgenauigkeit wünschenswert. Technisch müsste eine Messgenauigkeit im ppm-Bereich möglich sein. Ein wichtiger Schritt diesbezüglich stellt die Gewährleistung der genauen Position der Spulen zueinander dar. Beispielhaft für die Umsetzung eines solchen Mess-Systems wäre ein "Bird", aus dem Bereich der Aeroelektromagnetik, das mit starren Spulen und im ppm-Bereich arbeitet. Ein starres System hätte auch bedeutende Vorteile bei der Messung in minimaler Spulenkopplung. Damit wäre auch die Anfälligkeit des Systems bzgl. Verkippen der Spulenebenen, bzw. ungenauer Abstand entgegengewirkt. Eine weitere Einsatzmöglichkeit, die noch nicht durchgeführt wurde, wäre, das Mess-System fest zu installieren und es für ein Monitoring zu verwenden.

Literaturverzeichnis

- ABRAMOWITZ, M. & STEGUN, I. A. (1970): Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Table. Dover Publications, New York.
- ALUMBAUGH, D. L., NEWMAN, A. G., PREVOST, L. & SHADID, J. N. (1996): Three-dimensional wideband electromagnetic modeling on massively parallel computers. *Radio Science*, **31**, 1–23.
- ARCHIE, G. E. (1942): The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics. *Journal of Petroleum Technology*, **1**, 55–62.
- BAZINET, R. (1997): MaxMin Pro - Interpretation for MaxMin EM surveys. Apex Parametrics Limited, ver 2.09, Uxbridge, Ontario, Canada.
- BEST, M. E. & SHAMMAS B. R. (1979): A general solution for a spherical conductor in a magnetic dipole field. *Geophysics*, **44**, 781–800.
- BRIEDEN, H.-J. (1967): Untertägige Slingrammessungen im Werra-Kalirevier zur Festlegung laugengefährdeter Grubenbaue. *Geophysik im Bergbau - Teil II*, Freiburger Forschungshefte, **C226**, 137–148, Leipzig.
- BRUSCHINI, C. (2002): A multidisciplinary analysis of frequency domain metal detectors for humanitarian demining. PhD thesis, Vrije Universiteit Brussel, Faculty of applied sciences, Department of electronics and information processing.
- EMIX MM PLUS (1994): User Manual Horizontal Loop Frequency EM Data Interpretation Software. Interpex Limited, Golden Colorado.
- GRADSHTEYN, L. S. & RYZHIK, I. M. (1965): Table of Integrals, Series, and Products. Jeffrey, A., London.

- GRANT, F. S. & WEST, G. F. (1965): Interpretation Theory in Applied Geophysics. McGraw-Hill, New York.
- GREINWALD, S. (1981): Elektromagnetische Modellmessungen Meßmethode und Ergebnisse - Modellkurven-Atlas. Hannover.
- GREINWALD, S. (1985): Wechselstromverfahren. In: Bender, F. (Hrsg.): Angewandte Geowissenschaften II, Methoden der Angewandten Geophysik und mathematische Verfahren in den Geowissenschaften, 352-387, Stuttgart, Enke.
- GRISSEMAN, C., HENTE, B. & SANDER, W. (1988): Versuchsmessungen mit niederfrequenten elektromagnetischen Verfahren zur Ortung laugenführender Bereiche in der Asse. Technischer Bericht IFT 7/88, Institut für Tieflagerung, Abteilung für Endlagertechnologie, Braunschweig.
- IDA, N. (1995): Numerical Modeling for Electromagnetic Non-Destructive Evaluation. Chapman & Hall, London.
- JACKSON, J. D. (1962): Classical Electrodynamics. John Wiley & Sons, New York.
- KAUFMAN, A. A. (1994a): Geophysical Field Theory and Method, Part B - Electromagnetic Fields I. Academic Press, London.
- KAUFMAN, A. A. (1994b): Geophysical Field Theory and Method, Part C - Electromagnetic Fields II. Academic Press, London.
- KAUFMAN, A. A. & EATON, P. A. (2001): The Theory of Inductive Prospecting. Methods in Geochemistry and Geophysics, 33, Elsevier, Amsterdam.
- KAUFMAN, A. A. & HOEKSTRA, P. (2001): Electromagnetic Soundings. Methods in Geochemistry and Geophysics, 34, Elsevier, Amsterdam.
- KAUFMAN, A. A. & KELLER, G. V. (1983): Frequency and transient sounding, Methods in Geochemistry and Geophysics, 16, Elsevier, Amsterdam.
- KAUFMAN, A. A. & KELLER, G. V. (1989): Induction Logging, Methods in Geochemistry and Geophysics, 27, Elsevier, Amsterdam.
- KERTZ, W. (1983): Potentialtheorie in der Geophysik. Institut für Geophysik und Meteorologie, Vorlesungsskript, 182 S., TU Braunschweig.

- KESSELS, W., FLENTGE, I. & KOLDITZ, H. (1985): DC geoelectric sounding to determine water content in the salt mine Asse (FRG). *Geophysical Prospecting*, **33**, 436–446.
- KETOLA, M. & PURANEN, M. (1967): Type curves for the interpretation of Slingram (Horizontal Loop) anomalies over tabular bodies. Report of Investigations, No. 1, Geological Survey of Finland, Otaniemi.
- KNÖDEL, K., KRUMMEL, H. & LANGE, G. (1997): *Handbuch zur Erkundung des Untergrundes von Deponien und Altlasten - Geophysik*. Springer, Berlin.
- KOHLRAUSCH, F. (1943): *Praktische Physik - Band 2*. Teubner, Berlin.
- VAN DER KRUK, J., MEEKES, J. A. C., VAN DEN BERG, P. M. & FOKKEMA, J. T. (2000): An apparent-resistivity concept for low-frequency electromagnetic sounding techniques. *Geophysical Prospecting*, **48**, 1033–1052.
- KUCHLING, H. (1996): *Taschenbuch der Physik*. Harri Deutsch, Thun.
- KULENKAMPFF, J., ASCHMANN, L., JUST, A., BERGMANN, K., JACOBS, F., SCHUCK, A., LINDNER, U. SCHWANDT, A., KURZ, G., MOISE, E., FLUCHE, B., SCHULZ, R., KÜHNICKE, H., REUTTER, O. & SCHUBERT, F. (2002): Komplexes Mess- und Auswertinstrumentarium für die untertägige Erkundung von Problemzonen der geologischen Barriere von Endlagern und Untertagedeponien (UTD) im Salinar - Abschlussbericht, 109 S., Leipzig.
- KURZ, G., MOISE, E. & SCHULZ, R. (2001): Übersicht über die Elektromagnetischen Messungen (EM, EMR) im Salzbergwerk Bischofferode. Technischer Bericht, Archiv-Nr.: 121014, Institut für Geowissenschaftliche Gemeinschaftsaufgaben, Hannover.
- KURZ, G. & YARAMANCI, U. (1999): Geoelektrische Erkundung und Überwachung im Salzgestein. *Glückauf*, **135**, 140–145.
- LODHA, G. S. & WEST, G. F. (1976): Practical airborne EM (AEM) interpretation using a sphere model. *Geophysics*, **41**, 1157–1169.
- MARCH, H. W. (1953): The field of a magnetic dipole in the presence of a conducting sphere. *Geophysics*, **18**, 671–684.

- MCNEILL, J. D (1980): Electromagnetic terrain conductivity measurement at low induction numbers. Technical Note TN-6, Geonics Limited, Ontario.
- MEHLHORN, H. (1967): Beiträge zur Anwendung des Slingramverfahrens im Salzbergbau. Geophysik im Bergbau - Teil II, Freiburger Forschungshefte, **C226**, 149–155, Leipzig.
- MILITZER, H. & WEBER, F. (1985): Angewandte Geophysik, Band 2, Geoelektrik-Geothermik-Radiometrie-Aerogeophysik. Akademie Verlag, Berlin.
- MUNDRY, E., THIERBACH, R., SENDER, F. & WEICHART, H. (1983): Borehole radar probing in salt deposits. Sixth International Symposium of Salt, **1**, 585–599.
- NEWMAN, G. A. & ALUMBAUGH, D. L. (1995): Frequency-domain modelling of airborne electromagnetic responses using staggered finite differences. Geophysical Prospecting, **43**, 1021–1042.
- NICKEL, H. (1991): Ermittlung der elektrischen Gesteinskonstanten im Megahertz-Bereich., Geol. Jb., **E49**, Hannover.
- PRESS, W. H., FLANNERY, B. P., TEUKOLSKY, W. T. & VETTERLING, S. A. (1992): Numerical Recipes in Fortran 77. Cambridge University Press, Cambridge.
- SCHÖN, J. (1983): Petrophysik: Physikalische Eigenschaften von Gesteinen und Mineralen. Enke, Stuttgart.
- SKOKAN, C. K., PFEIFER, M. C., KELLER, G. V. & ANDERSEN, H. T. (1989): Studies of electrical and electromagnetic methods for characterizing salt properties at the Wipp Site, New Mexico. Contractor nr: SAND87-7174, Dept. of Geophysics, Colorado School of Mines, Golden, Colorado.
- SOININEN, H., JOKINEN, T., OKSAMA, M. & SUPPALA, I. (1998): Sea ice thickness mapping by airborne and ground em methods. Exploration Geophysics, **29**, 244–248.
- SPIES, B. R. & FRISCHKNECHT, F. C. (1991): Electromagnetic Sounding. In: Nabighian, M. N. (ed.): Electromagnetic methods in applied geophysics, **2**, Part A, 285–425, Tulsa, SEG.

- STRUENSEE, G. VON (2000): 110 Jahre Kaliwerk Salzdetfurth - ein Beitrag zur lagerstättenkundlichen Übersicht des Hildesheimer Waldes. Glückauf, **136**, 114–132.
- TABBAGH, A. (1986): Applications and advantages of the Slingram electromagnetic method for archaeological prospecting. *Geophysics*, **51**, 576–584.
- TELFORD, W. M., GELDART L. P. & SHERIFF, R. E. (1995): *Applied Geophysics*. 2nd ed., Cambridge University Press, New York.
- THIERBACH, R. (1974): Electromagnetic reflections in salt deposits. *Journal of Geophysics*, **40**, 633–637.
- THIERBACH, R. & MAYRHOFER, H. (1978): Elektromagnetische Reflexionsmessungen in Salzlagerstätten. In: *Proceedings of the Fifth International Symposium of Salt*, 393–403, Hamburg. Northern Ohio Geological Society, Cleveland, Ohio.
- WAIT, J. R. (1951a): A conducting sphere in a time varying magnetic field. *Geophysics*, **16**, 666–672.
- WAIT, J. R. (1951b): Transient electromagnetic propagation in a conducting medium. *Geophysics*, **16**, 213–221.
- WAIT, J. R. (1982): *Geo-Electromagnetism*. Academic Press, New York.
- WARD, S. H. (1959): Unique determination of conductivity, susceptibility, size, and depth in multifrequency electromagnetic exploration. *Geophysics*, **24**, 531–546.
- WARD, S. H. (1967): The electromagnetic method, *Mining Geophysics*, Volume II - Theory. chap. II, 224–372, SEG, Oklahoma, Tulsa.
- WARD, G. W. & HOHMANN, S. H. (1987): Electromagnetic methods in applied geophysics-theory. In: Nabighian, M. N. (ed): *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, 131–311, SEG, Tulsa.
- WEIDELT, P. (1981): Dipolinduktion in einer dünnen Platte mit leitfähiger Umgebung und Deckschicht. Bericht, BGR, Archiv-Nr. 89727, Hannover.
- WEIDELT, P. (1983): The harmonic and transient electromagnetic response of a thin dipping dike. *Geophysics*, **48**, 934–952.

- YARAMANCI, U. (1994): Relation of in situ resistivity to water content in salt rocks. *Geophysical Prospecting*, **41**, 229–239.
- YEE, S. K. (1966): Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's Equations in isotropic media. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, **AP-14**, 302–307.

Dank

An erster Stelle sei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. U. Yaramanci von der TU Berlin für die Möglichkeit gedankt, am Institut für Angewandte Geophysik diese Dissertation anzufertigen. Er hatte stets ein wachsames und aufmerksames Auge.

Gebührenden Dank gilt meinem fachlichem Betreuer Herrn Prof. Dr. Rüdiger Schulz am GGA-Institut. Ihm ist es zu verdanken, dass ich die "Linie" für diese Arbeit nie verloren habe. Er hatte viel Geduld und immer ein offenes Ohr.

Bei Herrn Prof. Dr. P. Weidelt möchte ich mich für die Überlassung des Quellcodes zur Berechnung des N-Schichtfalls bedanken.

Während der Projektbearbeitung, in der ich mich unter Tage mit dem EM-Verfahren beschäftigte, lernte ich noch viele weitere Kollegen kennen, wobei ich mich bei zwei davon besonders herzlich bedanken möchte: Meinem ersten Projektleiter Herrn Dr. Bernhard Fluche (Femlab GmbH, Göttingen) sowie bei Herrn Dr. Helmut Rodemann (GGA Hannover), auf den die Idee für das Torusmodell zurückgeht. Vielen Dank an die Grube Bischofferode und dort hauptsächlich an Herrn Norbert Tusche, der stets für einen unkomplizierten Ablauf während der zahlreichen Messeinsätze unter Tage sorgte.

Alle Kollegen, die ich in meiner doch z.T. recht turbulenten Zeit mit Höhen und Tiefen kennengelernt habe, kann ich nicht aufzählen. Ihnen sei hier zusammenfassend gedankt.

Die Arbeit ist hauptsächlich im Rahmen der vom BMBF geförderten Forschungsvorhaben entstanden:

"Komplexes Mess- und Auswerteeinstrumentarium für die untertägige Erkundung von Problemzonen der geologischen Barriere von Endlagern und Untertagedeponien (UTD) im Salinar - Einbeziehung elektromagnetischer Verfahren"(BMBF-Fkz: 02C0578)

"Geophysikalische Erkundung als Beitrag zur Bewertung der Langzeitsicherheit von Endlagern und Untertagedeponien - Elektromagnetik, Georadar, Quantitative Charakterisierung von Problemzonen"(BMBF-Fkz: 02C0871)

Anhang A

Integrale & Näherungen

Es werden Integrale und Näherungen aufgeführt, die bei der Herleitung des Schichtmodells (Kap. 4.2, Anh. B) verwendet werden.

A.1 Besselfunktionen

$$\begin{aligned}\int_0^\infty e^{-h_1 x} J_0(x) dx &= \frac{1}{\sqrt{1+h_1^2}} \\ \int_0^\infty x e^{-h_1 x} J_0(x) dx &= \frac{h_1}{(\sqrt{1+h_1^2})^3} \\ \int_0^\infty x^2 e^{-h_1 x} J_0(x) dx &= -\frac{1-2h_1^2}{(\sqrt{1+h_1^2})^5} \\ \int_0^\infty m^2 J_0(mr) dm &= -\frac{1}{r^3} \\ \int_0^\infty e^{-\lambda z} J_0(\lambda \rho) d\lambda &= \frac{1}{r} \quad \text{mit} \quad r = (\rho^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} : \text{Lipschitz-Integral} \\ \int_0^\infty \frac{\lambda}{u} e^{-uz} J_0(\lambda \rho) d\lambda &= \frac{e^{-ikr}}{r} \quad \text{mit} \quad u = (\lambda^2 - k^2)^{\frac{1}{2}} : \text{Sommerfeld-Integral}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\int_0^\infty e^{-h_1 x} J_1(x) dx &= \frac{\sqrt{1+h_1^2} - h_1}{\sqrt{1+h_1^2}} \\ \int_0^\infty \frac{1}{x} e^{-h_1 x} J_1(x) dx &= \sqrt{1+h_1^2} - h_1\end{aligned}$$

$$\int_0^\infty \frac{1}{x} J_1(x) dx = 1$$

A.2 Näherungen

$$m_i = \sqrt{m^2 - k_i^2} \approx m - \frac{k_i^2}{2m}$$

$$\begin{aligned} k_{i0} &= \frac{m_i - m}{m_i + m} = \frac{(m_i - m)^2}{m_i^2 - m^2} \\ &= \frac{m^2 - k_i^2 - 2mm_i - m^2}{m^2 - k_i^2 - m^2} = \frac{-k_i^2 - 2m\sqrt{m^2 - k_i^2}}{-k_i^2} \\ &\approx \frac{-k_i^2 - 2m^2 \left(1 - \frac{k_i^2}{2m^2} - \frac{k_i^4}{8m^4} \dots\right)}{-k_i^2} = -\frac{k_i^2}{4m^2} \end{aligned}$$

$$k_{ij} = \frac{m_i - m_j}{m_i + m_j} = \frac{(m_i - m_j)^2}{m_i^2 - m_j^2} \approx \frac{\left(m - \frac{k_i^2}{2m} - m + \frac{k_j^2}{2m}\right)^2}{k_j^2 - k_i^2} = \frac{k_j^2 - k_i^2}{4m^2}$$

Anhang B

Analytische Modelle

B.1 Doppelter Einschichtfall

Für den doppelten Einschichtfall (vgl. Kapitel 4.2) ergibt sich für das Vektorpotential in den einzelnen Schichten folgendes Gleichungssystem. Die Schichten sind horizontal unendlich ausgedehnt.

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{i\omega\mu M}{4\pi} \int_0^\infty D_1 e^{-m_1 z} J_0(mr) dm \\ A_0 &= \frac{i\omega\mu M}{4\pi} \int_0^\infty \left[e^{-m|z|} + D_2 e^{-mz} + D_3 e^{mz} \right] J_0(mr) dm \\ A_2 &= \frac{i\omega\mu M}{4\pi} \int_0^\infty D_4 e^{m_2 z} J_0(mr) dm \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Es gilt weiterhin (KAUFMAN 1994c):

$$\begin{aligned} m_1 &= \sqrt{m^2 - k_1^2} \quad \text{mit} \quad k_1^2 = i\omega\mu\sigma_1 \\ &\qquad\qquad\qquad \text{Re } m_1 = \text{Re } \sqrt{m^2 - k^2} > 0 \\ m_0 &= \sqrt{m^2 - k_0^2} \quad \text{mit} \quad k_0^2 = i\omega\mu\sigma_0 \end{aligned}$$

An den Schichtgrenzen müssen die Tangentialkomponenten des \vec{E} -Feldes und des \vec{H} -Feldes stetig sein (vgl. Kap. 4):

$$\begin{aligned} A_i &= A_{i+1} \\ \frac{\partial A_i}{\partial z} &= \frac{\partial A_{i+1}}{\partial z} \end{aligned}$$

Das Gleichungssystem wird nach den Koeffizienten in der Schicht A_0 aufgelöst:

$$D_1 e^{-m_1 h_1} = e^{-mh_1} + D_2 e^{-mh_1} + D_3 e^{mh_1}$$

$$-m_1 D_1 e^{-m_1 h_1} = -m e^{-mh_1} - m D_2 e^{-mh_1} + m D_3 e^{mh_1}$$

$$m_2 D_4 e^{-m_2 h_2} = m e^{-mh_2} - m D_2 e^{mh_2} + m D_3 e^{-mh_2}$$

$$D_4 e^{-m_2 h_2} = e^{-mh_2} + D_2 e^{mh_2} + D_3 e^{-mh_2}$$

Für D_2 und D_3 folgt:

$$0 = e^{-mh_1}(m_1 - m) + D_2 e^{-mh_1}(m_1 - m) + D_3 e^{mh_1}(m_1 + m)$$

$$0 = e^{-mh_2}(m_2 - m) + D_2 e^{mh_2}(m_2 + m) + D_3 e^{-mh_2}(m_2 - m)$$

$$\text{mit } k_{10} = \frac{m_1 - m}{m_1 + m} \text{ und } k_{20} = \frac{m_2 - m}{m_2 + m}$$

$$D_2 = -k_{20} e^{-2mh_2} - D_3 k_{20} e^{-2mh_2}$$

$$D_3 = -k_{10} e^{-2mh_1} - D_2 k_{10} e^{-2mh_1}$$

$$D_2 = -\frac{k_{20} e^{-2mh_2} (1 - k_{10} e^{-2mh_1})}{1 - k_{10} k_{20} e^{-2m(h_1 + h_2)}}$$

$$D_3 = -\frac{k_{10} e^{-2mh_1} (1 - k_{20} e^{-2mh_2})}{1 - k_{10} k_{20} e^{-2m(h_1 + h_2)}}$$

Einsetzen in die Gleichung (B.2) der Strecke ergibt:

$$A_0 = \frac{i\omega\mu M}{4\pi} \int_0^\infty J_0(mr) dm$$

$$\left[e^{-m|z|} - \frac{k_{20} e^{-2mh_2} (1 - k_{10} e^{-2mh_1})}{1 - k_{10} k_{20} e^{-2mH}} e^{-mz} - \frac{k_{10} e^{-2mh_1} (1 - k_{20} e^{-2mh_2})}{1 - k_{10} k_{20} e^{-2mH}} e^{mz} \right]$$

$$i\omega B_z = k^2 A_0 + \frac{\partial A_z^2}{\partial z^2} \quad (\text{B.2})$$

$$B_z = \frac{1}{i\omega} A_0 \quad (\text{B.3})$$

$$B_z = \frac{\mu M}{4\pi} \int_0^\infty m^2 J_0(mr) \cdot \left[e^{-m|z|} - \frac{k_{20} e^{-2mh_2} (1 - k_{10} e^{-2mh_1})}{1 - k_{10} k_{20} e^{-2mH}} e^{-mz} - \frac{k_{10} e^{-2mh_1} (1 - k_{20} e^{-2mh_2})}{1 - k_{10} k_{20} e^{-2mH}} e^{mz} \right] dm$$

Dieses Integral kann in drei Teile getrennt werden:

$$\begin{aligned} B_{z_1} &= \frac{\mu M}{4\pi} \int_0^\infty m^2 e^{-m|z|} J_0(mr) dm \\ B_{z_2} &= -\frac{\mu M}{4\pi} \int_0^\infty m^2 \frac{k_{20} e^{-2mh_2} (1 - k_{10} e^{-2mh_1})}{1 - k_{10} k_{20} e^{-2mH}} e^{-mz} J_0(mr) dm \\ B_{z_3} &= -\frac{\mu M}{4\pi} \int_0^\infty m^2 \frac{k_{10} e^{-2mh_1} (1 - k_{20} e^{-2mh_2})}{1 - k_{10} k_{20} e^{-2mH}} e^{mz} J_0(mr) dm \end{aligned}$$

$z = 0$, $x = mr$ und den Näherungen für k_{i0} (Anh. A.2), $\alpha_i = \frac{h_i}{r}$ sowie $B = \mu H$ folgt ohne Berücksichtigung der IP-Komponente:

$$b_z = \frac{B_z}{B_z^0}$$

$$\begin{aligned} B_{z_1} &= -\frac{\mu M}{4\pi r^3} = B_z^0 \\ b_{z_2} &\approx \frac{k_2^2 r^2}{4\sqrt{1 + 4\alpha_2^2}} \\ b_{z_3} &\approx \frac{k_1^2 r^2}{4\sqrt{1 + 4\alpha_1^2}} \end{aligned}$$

mit $h_1 = h_2$, $m_1 = m_2$ und $\alpha = \frac{H}{r}$ folgt:

$$H_z = \frac{M}{4\pi} \int_0^\infty m^2 \left[e^{-m|z|} - \frac{2k_{10}e^{-mH}}{1 + k_{10}e^{-mH}} \cosh(mz) \right] J_0(mr) dm$$

mit $x = mr$, $z = 0$

$$h_z = \int_0^\infty x^2 \left[e^{-m|z|} - \frac{k_1^2}{2x^2} e^{-x\alpha} \right] J_0(x) dx$$

Für die OP-Komponente folgt:

$$h_z = \frac{k_1^2 r^2}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha^2}}$$

B.2 N-Schichtmodell

Es wird gezeigt, dass sich das in Kapitel 4.2 gezeigte Ergebnis für die OP-Komponente in die von WEIDELT (pers. Mitt.) angegebene allgemein gültige Lösung überführen lässt.

WEIDELT (pers. Mitt.) gibt das h_z -Feld folgendermaßen an:

$$h_z(r, \omega) = \frac{H_z - H_{z_0}}{H_{z_0}}$$

$$h_z(r, \omega) = r^3 \int_0^\infty \left\{ 1 - \frac{2u}{A_j(u, \omega) + B_j(u, \omega)} \right\} J_0(ur) u^2 du \quad (\text{B.4})$$

wobei A_j und B_j rekursiv berechnet werden:

$$A_1 = \alpha_0$$

$$A_{m+1} = \alpha_m \frac{A_m + \alpha_m \tanh(\alpha_m d_m)}{\alpha_m + A_m \tanh(\alpha_m d_m)}; m = 1, \dots, j-1$$

$$B_M = \alpha_M$$

$$B_m = \alpha_m \frac{B_{m+1} + \alpha_m \tanh(\alpha_m d_m)}{\alpha_m + B_{m+1} \tanh(\alpha_m d_m)}; m = M-1, \dots, j$$

$$\alpha_m := \sqrt{u^2 + i\omega\mu_0\sigma_m}, m = 0, \dots, M$$

Für den doppelten Einschichtfall (Sandwichmodell) vereinfacht sich A und B zu ($x_i = uh_i$):

$$A_2 = u \frac{\alpha_2 + u \tanh(x_2)}{u + \alpha_2 \tanh(x_2)}$$

$$B_2 = u \frac{\alpha_1 + u \tanh(x_1)}{u + \alpha_1 \tanh(x_1)}$$

Addition von A_2 und B_2 ergibt:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\alpha_2 + u \tanh(x_2)}{u + \alpha_2 \tanh(x_2)} + \frac{\alpha_1 + u \tanh(x_1)}{u + \alpha_1 \tanh(x_1)} \right] u \\ &= \frac{[u(e^{x_1} + e^{-x_1}) + \alpha_1(e^{x_1} - e^{-x_1})][\alpha_2(e^{x_2} + e^{-x_2}) + u(e^{x_2} - e^{-x_2})]}{u(e^{x_2} + e^{-x_2}) + \alpha_2(e^{x_2} - e^{-x_2}) \cdot u(e^{x_1} + e^{-x_1}) + \alpha_1(e^{x_1} - e^{-x_1})} \\ &+ \frac{[\alpha_1(e^{x_1} + e^{-x_1}) + u(e^{x_1} - e^{-x_1})][u(e^{x_2} + e^{-x_2}) + \alpha_2(e^{x_2} - e^{-x_2})]}{u(e^{x_2} + e^{-x_2}) + \alpha_2(e^{x_2} - e^{-x_2}) \cdot u(e^{x_1} + e^{-x_1}) + \alpha_1(e^{x_1} - e^{-x_1})} \\ &= \frac{2[(u + \alpha_1)(u + \alpha_2) - e^{-4x}(u - \alpha_1)(u - \alpha_2)]}{(u + \alpha_1)(u + \alpha_2) + e^{-2x_1}(u - \alpha_1)(u + \alpha_2) + e^{-2x_2}(u + \alpha_1)(u - \alpha_2) + e^{-4x}(u - \alpha_1)(u - \alpha_2)} \end{aligned}$$

Im Weiteren wird folgender Ausdruck verwendet:

$$k_{u\alpha_i} = \frac{u - \alpha_i}{u + \alpha_i}.$$

Einsetzen in B.4 ergibt:

$$h_z(r, \omega) = r^3 \int_0^\infty \left\{ 1 - \frac{1 + k_{u\alpha_1}e^{-2x_1} + k_{u\alpha_2}e^{-2x_2} + k_{u\alpha_1}k_{u\alpha_2}e^{-4x}}{1 - k_{u\alpha_1}k_{u\alpha_2}e^{-4x}} \right\} J_0(ur)u^2 du$$

Hauptnenner und Abschätzung des Nenners gegen 1 und Vernachlässigung der IP-Komponente führt auf:

$$h_z(r, \omega) = r^3 \int_0^\infty \left\{ k_{u\alpha_1} e^{-2x_1} + k_{u\alpha_2} e^{-2x_2} \right\} J_0(ur) u^2 du$$

mit der Näherung für $k_{u\alpha_i}$ ergibt sich:

$$h_z(r, \omega) = r^3 \int_0^\infty \left\{ -\frac{k_1^2}{4u^2} e^{-2x_1} - \frac{k_2^2}{4u^2} e^{-2x_2} \right\} J_0(ur) u^2 du$$

Ersetzung des Argumentes der Besselfunktion (ur) durch (x) liefert:

$$h_z(r, \omega) = r^2 \int_0^\infty \left\{ \frac{k_1^2}{4} e^{-2x\alpha_1} + \frac{k_2^2}{4} e^{-2x\alpha_2} \right\} J_0(x) u dx$$

Daraus ergibt sich für die OP-Komponente:

$$h_z(r, \omega) = +\frac{k_1^2 r^2}{4\sqrt{1+4\alpha_1^2}} + \frac{k_2^2 r^2}{4\sqrt{1+4\alpha_2^2}}. \quad (\text{B.5})$$

Befindet sich das Spulensystem zentral in der Schicht und sind die Leitfähigkeiten des Hangende und Liegenden gleich, folgt:

$$h_z(r, \omega) = \frac{k^2 r^2}{2\sqrt{1+4\alpha_1^2}} \quad (\text{B.6})$$

in Übereinstimmung mit vorheriger Herleitung.

B.3 Ableitung des spez. Widerstandes

Zur Berechnung des spez. Widerstandes aus der analytischen Halb- und Vollraumkurve (vgl. Kap. 7.1.1), wird eine Trennung in Real- und Imaginärteil durchgeführt. Es gelten folgende Entsprechungen:

$$\begin{aligned}\delta &= \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \\ \beta &= \frac{r}{\delta} \\ (kr) &= \beta(1+i) \\ (kr)^2 &= 2i\beta^2 \\ (kr)^3 &= 2\beta^3(i-1) \\ e^{-kr} &= e^{-\beta}(\cos(\beta) - i\sin(\beta)) = (a+ib)\end{aligned}$$

B.3.1 Homogener Halbraum

$$\begin{aligned}\left(\frac{H_z}{H_z^0}\right) &= \frac{2}{(kr)^2} \left[9 - e^{-kr} (9 + 9kr + (2kr)^2 + (kr)^3) \right] \\ \left(\frac{H_z}{H_z^0}\right) &= \frac{2}{2i\beta^2} \left[9 - (a+ib) (9 + 9\beta(1+i) + 8\beta^2i + 2\beta^3(i-1)) \right] \\ &= \frac{1}{i\beta^2} \left[9 (9a + 9a\beta - 2a\beta^3 - 9b\beta - 8b\beta^2 - 2b\beta^3) \right. \\ &\quad \left. + i (9a\beta + 8a\beta^2 + 2a\beta^3 + 9b + 9b\beta - 2b\beta^3) \right] \\ &= \frac{(9\beta + 8\beta^2 + 2\beta^3)a + (9 + 9\beta - 2\beta^3)b}{\beta^2} \\ &\quad + i \frac{-9 + (9 + 9\beta - 2\beta^3)a - (9\beta + 8\beta^2 + 2\beta^3)b}{\beta^2} \tag{B.7}\end{aligned}$$

B.3.2 Homogener Vollraum

$$\left(\frac{H_z}{H_z^0}\right) = e^{-kr} (1 + kr + (kr)^2)$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{H_z}{H_z^0}\right) &= (1 + \beta + i\beta + 2i\beta^2)(a + ib) \\
&= a(1 + \beta) - (1 + 2\beta)b\beta + i(a\beta(1 + 2\beta) + b(1 + \beta))
\end{aligned}$$

B.4 Kugelmodell

Folgende Formeln sind aus GRADSHTEYN & RYZHIK (1965) entnommen und wurden zur Berechnung des Kugelmodells verwendet:

- $n \leq 4$ und $|z|^2 \leq 5 \cdot 10^4$:

$$I_{n+\frac{1}{2}}(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}z} \sum_{k=0}^n [(-1)^k e^z + (-1)^{n+1} e^{-z}] \frac{(n+k)!}{k!(n-k)!} \left[\frac{1}{2z}\right]^k$$

- $n > 4$ und $500 \leq |z|^2 \leq 5 \cdot 10^4$:

$$I_{n+\frac{3}{2}}(z) = I_{n-\frac{1}{2}}(z) - \frac{2n+1}{z} I_{n+\frac{1}{2}}(z)$$

- $n > 4$ und $|z|^2 \leq 500$:

$$\begin{aligned}
I_{n+\frac{1}{2}}(z) &= \sqrt{\frac{2z}{\pi}} \left(\frac{z^n}{n!}\right) \sum_{k=0}^{\infty} Q(k, n, z) \\
Q(k, n, z) &= \frac{2^k n!}{k!(2n+2k+1)!!} \left(\frac{z}{2}\right)^{2k}
\end{aligned}$$

Anhang C

Differenzengleichungen im Programm em2d3d

Die Komponenten für \vec{E} im staggered Finite-Differenzen-Gitter (vgl. Kap. 5.2 sowie Abb. 5.1) berechnet an $(i + \frac{1}{2}, j, k)$, $(i, j + \frac{1}{2}, k)$ und $(i, j, k + \frac{1}{2})$ lauten (NEWMAN & ALUMBAUGH 1995):

$$\begin{aligned}
 & \left[\frac{E_{y(i+1, j+\frac{1}{2}, k)} - E_{y(i, j+\frac{1}{2}, k)}}{\Delta x_i} - \frac{E_{x(i+\frac{1}{2}, j+1, k)} - E_{x(i+\frac{1}{2}, j, k)}}{\Delta y_j} \right. \\
 & \left. - \frac{E_{y(i+1, j-\frac{1}{2}, k)} - E_{y(i, j-\frac{1}{2}, k)}}{\Delta x_i} + \frac{E_{x(i+\frac{1}{2}, j, k)} - E_{x(i+\frac{1}{2}, j-1, k)}}{\Delta y_{j-1}} \right] \frac{1}{\Delta' y_j} \\
 & + \left[\frac{E_{z(i+1, j, k+\frac{1}{2})} - E_{z(i, j, k+\frac{1}{2})}}{\Delta x_i} - \frac{E_{x(i+\frac{1}{2}, j, k+1)} - E_{x(i+\frac{1}{2}, j, k)}}{\Delta z_k} \right. \\
 & \left. - \frac{E_{z(i+1, j, k-\frac{1}{2})} - E_{z(i, j, k-\frac{1}{2})}}{\Delta x_i} + \frac{E_{x(i+\frac{1}{2}, j, k)} - E_{x(i+\frac{1}{2}, j, k-1)}}{\Delta z_{k-1}} \right] \frac{1}{\Delta' z_k} \\
 & + i\omega\mu_0\sigma_{(i+\frac{1}{2}, j, k)} E_{x(i+\frac{1}{2}, j, k)} = -i\omega\mu_0(\sigma_{(i+\frac{1}{2}, j, k)} - \sigma_{p(i+\frac{1}{2}, j, k)}) E_{xp(i+\frac{1}{2}, j, k)}
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

$$\begin{aligned}
 & \left[\frac{E_{z(i, j+1, k+\frac{1}{2})} - E_{z(i, j, k+\frac{1}{2})}}{\Delta y_i} - \frac{E_{y(i, j+\frac{1}{2}, k+1)} - E_{y(i, j+\frac{1}{2}, k)}}{\Delta z_k} \right. \\
 & \left. - \frac{E_{z(i, j+1, k-\frac{1}{2})} - E_{z(i, j, k-\frac{1}{2})}}{\Delta y_i} + \frac{E_{y(i, j+\frac{1}{2}, k)} - E_{y(i, j+\frac{1}{2}, k-1)}}{\Delta z_{k-1}} \right] \frac{1}{\Delta' z_k} \\
 & + \left[\frac{E_{x(i+\frac{1}{2}, j+1, k)} - E_{x(i+\frac{1}{2}, j, k)}}{\Delta y_j} - \frac{E_{y(i+1, j+\frac{1}{2}, k)} - E_{y(i, j+\frac{1}{2}, k)}}{\Delta x_i} \right. \\
 & \left. - \frac{E_{x(i-\frac{1}{2}, j+1, k)} - E_{x(i-\frac{1}{2}, j, k)}}{\Delta y_j} + \frac{E_{y(i, j+\frac{1}{2}, k)} - E_{y(i-1, j+\frac{1}{2}, k)}}{\Delta x_{i-1}} \right] \frac{1}{\Delta' x_i}
 \end{aligned} \tag{C.2}$$

$$\begin{aligned}
+i\omega\mu_0\sigma_{(i,j+\frac{1}{2},k)}E_{y(i,j+\frac{1}{2},k)} &= -i\omega\mu_0(\sigma_{(i,j+\frac{1}{2},k)} - \sigma_{p(i,j+\frac{1}{2},k)})E_{yp(i,j+\frac{1}{2},k)} \\
&\left[\frac{E_{x(i+\frac{1}{2},j,k+1)} - E_{x(i+\frac{1}{2},j,k)}}{\Delta z_k} - \frac{E_{z(i+1,j,k+\frac{1}{2})} - E_{z(i,j,k+\frac{1}{2})}}{\Delta x_i} \right. \\
&\left. - \frac{E_{x(i-\frac{1}{2},j,k+1)} - E_{x(i-\frac{1}{2},j,k)}}{\Delta z_k} + \frac{E_{z(i,j,k+\frac{1}{2})} - E_{z(i,j,k-\frac{1}{2})}}{\Delta x_{i-1}} \right] \frac{1}{\Delta'x_i} \\
&+ \left[\frac{E_{y(i,j+\frac{1}{2},k+1)} - E_{y(i,j+\frac{1}{2},k)}}{\Delta z_k} - \frac{E_{z(i+1,j,k+\frac{1}{2})} - E_{z(i,j,k+\frac{1}{2})}}{\Delta y_j} \right. \\
&\left. - \frac{E_{y(i,j-\frac{1}{2},k+1)} - E_{y(i,j-\frac{1}{2},k)}}{\Delta z_k} + \frac{E_{z(i,j,k+\frac{1}{2})} - E_{z(i,j-1,k+\frac{1}{2})}}{\Delta y_{j-1}} \right] \frac{1}{\Delta'y_j} \\
+i\omega\mu_0\sigma_{(i,j+\frac{1}{2},k)}E_{y(i,j+\frac{1}{2},k)} &= -i\omega\mu_0(\sigma_{(i,j,k+\frac{1}{2})} - \sigma_{p(i,j,k+\frac{1}{2})})E_{zp(i,j,k+\frac{1}{2})}
\end{aligned} \tag{C.3}$$

$\Delta x_i, \Delta y_i, \Delta z_i \Rightarrow$ Dimension der Zelle (i, j, k)
 $\Delta'x_i \Rightarrow$ Abstand zwischen Punkten $(i - \frac{1}{2}, j, k)$ und $(i + \frac{1}{2}, j, k)$
 $\Delta'y_i \Rightarrow$ Abstand zwischen Punkten $(i, j - \frac{1}{2}, k)$ und $(i, j + \frac{1}{2}, k)$
 $\Delta'z_i \Rightarrow$ Abstand zwischen Punkten $(i, j, k - \frac{1}{2})$ und $(i, j, k + \frac{1}{2})$

Anhang D

Geologie im Messgebiet

Im Bereich des Messprofils im Nordfeld der Grube befindet sich eine Hochbohrung, die von der Strecke, die sich im Kaliflöz Staßfurt befindet, abgeteuft wurde. Die dort vorkommende lithologische Abfolge ist exemplarisch für das gesamte Messgebiet, da sich die Zechsteinsalze in söhliger Lagerung befinden. Das Messgebiet ist in KULENKAMPFF et al. (2002) ausführlich von SCHWANDT (pers. Mitteilungen) beschrieben. Die Daten für die Hochbohrung wurden diesem Bericht entnommen.

Zechsteinfolge	Untergliederung	Mächtigkeit [m]
	Leine-Steinsalz (Na3)	38,2
z3 Leine	Hauptanhydrit (A3)	40
	Grauer Salzton (T3)	6,5
z2 Staßfurt	Deckanhydrit	2,2
	Decksteinsalz	0,8
	Kaliflöz Staßfurt / Hartsalz	15-30
	Carnallitit	5
	Staßfurt-Steinsalz (Na2)	40

LEBENS LAUF

Name: Gerhard Kurz
 Familienstand: ledig
 Staatsangehörigkeit: deutsch
 Geburtsdatum: 20.05.1970
 Geburtsort: Ludwigshafen/Pfalz

VOR DEM STUDIUM:

1980-1982: Orientierungsstufe Albert-Einstein-Gymnasium Frankenthal
 1982-1987: Schiller-Realschule Frankenthal
 1987-1990: Albert-Einstein-Gymnasium Frankenthal
 1990-1991: Wehrdienst mit Türkeiinsatz (Operation Kurdenhilfe)

STUDIUM:

01.10.91-30.09.96: Studium an der TU Clausthal, Fachrichtung Geophysik
 Mitarbeit in der petrophysikalischen Arbeitsgruppe
 01.10.96-15.07.97: Fortführung des Studiums an der TU Berlin
 03.07.97: Diplomarbeit: Untersuchungen zur geoelektrischen Überwachung des Salinars im Forschungsberwerk Asse.
 15.07.97: Diplomprüfung an der TU Berlin

NACH DEM STUDIUM:

18.07.1997-30.09.1997: Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der TU Berlin, Institut für Angewandte Geophysik; Forschungsvorhaben: "Untersuchungen in der Asse".

06.10.1997-30.11.1997: Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der TU Berlin, Institut für Angewandte Geophysik; Forschungsvorhaben: "Messungen in der Tongrube Schöningen".

01.12.1997-30.04.1998: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am GeoForschungsZentrum in Potsdam Forschungsvorhaben: "Gesteinsmechanik und Spannungsfeld der Erdkruste".

01.05.1998-30.06.1998: Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der TU Berlin, Institut für Angewandte Geophysik; Forschungsvorhaben: "Geoelektrische Messungen im Salzversatz".

01.07.1998-31.12.2003: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am GGA-Institut Hannover; Forschungsvorhaben: "Komplexes Mess- und Auswerteinstrumentarium für die untertägige Erkundung von Problemzonen der geologischen

Barriere von Endlagern und Untertagedeponien (UTD) im Salinar - Einbeziehung elektromagnetischer Verfahren”.

01.01.2004-31.12.2003: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am GGA-Institut Hannover; Forschungsvorhaben: ”Geophysikalische Erkundung als Beitrag zur Bewertung der Langzeitsicherheit von Endlagern und Untertagedeponien - Elektromagnetik, Georadar, Quantitative Charakterisierung von Problemzonen”.

ab 01.01.2004: Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der TU Berlin Institut für Angewandte Geophysik; Forschungsvorhaben: ”Ermittlung des Wasserretentionsvermögens von Ackerflächen mit Hilfe der Kombination geophysikalischer Methoden”.

Veröffentlichungen:

- KURZ, G. & YARAMANCI, U. (1999): Geoelektrische Erkundung und Überwachung im Salzgestein. - Glückauf, 135, 3, 140 - 145.
- KURZ, G., ASCHMANN, L., JACOBS, F., KULENKAMPFF, J., MOISE, E., SCHUCK, A. & R. SCHULZ (2002): Auswertekonzept zur geophysikalischen Erkundung von Problemzonen im Salinar. Zeitschrift für Angewandte Geologie, **48**, 56-62.
- IGEL, J., KURZ, G. & SCHULZ, R. (2003): Detektion von Feuchtezenen im Salinar mit dem Georadar (GPR). - Wasser- und Geotechnologie, Sonderband (ISSN 1610 - 3645), Aedificatio.
- KURZ, G., IGEL, J. & SCHULZ, R. (2003): 3D electromagnetic modelling in frequency domain - studies of underground measurements in a salt mine. - In: J. Macnae & G. Liu (ed.): Three-Dimensional Electromagnetics. - Proceedings Intern. "3D EM at WorkSymposium, 6p, Adelaide.

Mitarbeit an folgenden Abschlussberichten (Auswahl):

- KURZ, G., MOISE, E., & SCHULZ, R. (2001): Komplexes Mess- und Auswerteeinstrumentarium für die untertägige Erkundung von Problemzonen der geologischen Barriere von Endlagern und UTD im Salinar. - Abschlussbericht GGA, Archiv-Nr. 0121284; Hannover.
- KURZ, G., MOISE, E. & SCHULZ, R. (2001): Übersicht über die elektromagnetischen Messungen (EM, EMR) im Salzbergwerk Bischofferode. - Bericht GGA, Archiv-Nr. 121014: 16 S., 1 CD-Rom; Hannover.
- IGEL, J., KURZ, G. & SCHULZ, R. (2003): Geophysikalische Erkundung als Beitrag zur Bewertung der Langzeitsicherheit von Endlagern und Untertagedeponien - Elektromagnetik, Georadar, Quantitative Charakterisierung von Problemzonen. - Abschlussbericht GGA; Hannover.
- IGEL, J., KURZ, G. & SCHULZ, R. (2003): Übersicht über elektromagnetischen Messungen (EM, Georadar) in einem Kalibergwerk in Niedersachsen. - Bericht GGA, Archiv-Nr. 123 266; Hannover.